
Sissejuhatus

Termodünaamika on teadus energiatega vastastikustest seostest ja muundumistest. Ta on kaasaja loodusteaduste üheks ulatuslikumaks osaks. Termodünaamika käsitleb väga mitmesuguseid looduses esinevaid energeetilisi seoseid ning hõlmab nii keemilisi, mehaanilisi, füüsikalis-keemilisi jms. nähtusi.

Ajalooliselt tekkis termodünaamika kui teadus soojuste mehaaniliseks tööks muundamise vajadusest ning on saanud sellest ka oma nimetuse. Sõna «termodünaamika» tuleneb kreekakeelsetest sõnadest *thermē* — soojus ja *dynamis* — jõud. Termodünaamika osa, mis käsitleb ainult soojuste ja mehaanilise töö vastastikuseid seoseid, tuntakse tehnilise termodünaamikanähtuseadmete, soojusetransformaatorite jt. soojustehniliste seadmete teooriale.

Termodünaamika on makroprotsesside fenomenoloogiliseks teooriaks. Nagu meelevaldne fenomenoloogiline teooria, nii ka makroprotsesside fenomenoloogiline teooria tugineb kogemuslikele faktidele, mida tuntakse termodünaamika põhiseadustena. Termodünaamika on teadus, mis uurib suurest arvust liikuvatest ja üksteist mõjutavatest aine osakestest koosnevate süsteemide omadusi, s. t. selliste süsteemide statistilisi seadusi.

Termodünaamika kui teaduse arengu stimuleerivaks faktoriks oli XVIII sajandil toimunud tootlike jõudude areng. Eriti suure tähtsusega oli aurumasina leiutamine ning tema pideva teoreetilise uurimise ja täiustamise vajadus. Aurumasinas toimuvate termodünaamiliste protsesside esimeseks uurijaks oli prantsuse insener ja õpetlane *S. Carnot* (1796—1836). *S. Carnot'* uurimused avasid tee aurumasina kasuteguri tõstmiseks ning soojusenergeetika edasiseks progressiks. *S. Carnot'* uurimuste tähtsus ületas kaugelt nende kitsama eesmärgi. Üldistavate järelduste põhjal formuleeris *S. Carnot* 1824. a. termodünaamika teise põhiseaduse.

S. Carnot esitas oma uuringutes mitte ainult üksikuid suundi soojusjõuseadmete kasuteguri suurendamiseks, vaid ta võttis esimesena kasutusele ka sellised termodünaamika põhimõisted nagu ringprotsess, tagastatav protsess, soojusjõuseadme ideaalne ringprotsess jt. Seega loetakse S. Carnot' d õigustatult termodünaamika kui teaduse rajajaks.

19. sajandi 40—50-ndatel aastatel J. R. Mayer (1814—1878), J. P. Joule (1818—1889) ja H. Helmholtz (1821—1894), uurides eksperimentaalselt mehaanilise töö ja soojuse vastastikust vahet, määrasid soojuse mehaanilise ekvivalendi arväärtuse. See andis aluse termodünaamika esimese seaduse formuleerimiseks. Enne neid üksikasjalisi uurimusi vihjas energia jäävuse seaduse olemasolule 1748. a. M. Lomonossov (1711—1765). Soojuse mehaanilise ekvivalendi arväärtuse määras teoreetiliste kaalutluste põhjal küllaltki suure täpsusega ka S. Carnot.

Termodünaamika esimeseks põhiseaduseks on seega energia jäävuse ja muundumise seadus. Termodünaamika esimene seadus on absoluutseks looduseaduseks.

Termodünaamika teine seadus määrab kindlaks meid ümbritsevas looduses toimuvate makroprotsesside kulgemise suuna. Termodünaamika teine põhiseadus, väljendades ainult meid ümbritsevas keskkonnas toimuvate protsesside suunda, on termodünaamika esimesest põhiseadusest piiratum.

Tuginedes möödunud sajandi 50-ndatel aastatel väljakujunenud teaduslikule maailmavaatele, lähtudes S. Carnot' uuringutest ning energia jäävuse ja muundumise seadusest, formuleerisid R. Clausius (1868—1926) ja W. Thomson-Kelvin (1824—1907) lõplikult termodünaamika teise seaduse ja võtsid kasutusele entroopia ja absoluutse temperatuuri mõisted.

Termodünaamika ja soojustehnika arengut on mõjutanud samuti ideaalsete gaaside seaduste avastamine R. Boyle'i (1627—1691), E. Mariotte'i (1620—1684), L. J. Gay-Lussaci (1778—1850), J. Daltoni (1766—1844), A. Avogadro (1776—1856), B. Clapeyroni (1799—1864) jt. poolt.

Möödunud sajandil pandi alus ka veeauru ja reaalsete gaaside termodünaamiliste omaduste uurimisele. Seejuures tuleb eelkõige mainida V. Regneult' (1810—1878), G. A. Hirni (1815—1890), W. J. Rankine'i (1820—1872), J. D. van der Waalsi (1837—1923), R. Mollier' (1863—1935) jt. uuringuid.

Termodünaamika arengut mõjutas märgatavalt aine molekulaar-kineetilise teooria loomine. Aine molekulaar-kineetiline teooria oli sammuks edasi nii aine ehituse kui ka soojusõpetuse alal. See teooria võimaldas teoreetiliselt tuletada ideaalsete gaaside termilise oleku võrrandi, oli aluseks üldtuntud van der Waalsi reaalsete gaaside olekuvõrrandi saamisel, andis teoreetilise põhjenduse Browni liikumisele jne. Aine molekulaar-kineetilise teooria väljarendamisel on eriti suured teened J. P. Joule'il, R. Clausiusel,

J. C. Maxwellil (1831—1879), *L. Boltzmannil* (1844—1906), *M. Smoluhovskil* (1872—1917) jt.

Erilise koha termodünaamika arengus omandasid *J. W. Gibbsi* (1839—1903) tööd. Nendes töödes loodi uus termodünaamiline uurimismeetod — potentsiaalide meetod. See meetod võimaldab analüütiliselt määrata kindlate olekufunktsioonide (termodünaamiliste potentsiaalide) abil termodünaamilist süsteemi iseloomustavaid termilisi ja soojuslikke parameetreid, tuletada termodünaamilise süsteemi tasakaalu tingimused, analüüsida aine faasivahelist tasakaalu jne. Kuni termodünaamiliste potentsiaalide meetodi kasutuselevõtmiseni oli peamiseks meetodiks ringprotsesside meetod.

Käesoleval sajandil ületas termodünaamika kaugelt tema esialgsed nõuded, s. o. ainult soojuslike protsesside analüüsi süsteemi kvaasistaatilisel üleminekul ühest olekust teise.

1906. a. lisandus termodünaamika esimesele ja teisele põhiseadusele kolmas põhiseadus, mida tuntakse Nernsti soojuse teoreemina. *W. Nernst* (1864—1941), uurides ainete käitumist madalatel temperatuuridel (absoluutse nulltemperatuuri piirkonnas), tuli järeldusele, et temperatuuri lähenemisel absoluutsele nullile toimuvad tagastatavad protsessid isoentroopiliselt ning entroopia enda väärtus läheneb samuti nullile. Nernsti soojuse teoreemil on suur tähtsus keemilises termodünaamikas reaktsiooni tasakaalukonstantide jt. suuruste määramisel. Nernsti soojuse teoreem ei ole järeldatav termodünaamika esimesest ja teisest põhiseadusest, vaid tal on täiesti iseseisev tähendus. Suuri teeneid soojuse teoreemi lõplikul formuleerimisel on *M. Planckil* (1858—1947).

Viimastel aastakümnetel on soojusenergeetiliste protsesside soojusbilansilise analüüsi kõrval välja töötatud uus meetod, nn. eksergeetiline meetod. Kui energeetilise meetodi seisukohalt on kõik protsessist osavõtvad energia liigid samaväärsed, siis eksergeetiline meetod vaatleb energiat tema kasutatavuse (kvaliteedi) seisukohalt. Eksergeetilise meetodi aluseks on *L. G. Gouy* (1854—1926) — *A. Stodola* (1859—1942) seadus. Termodünaamiliste protsesside eksergeetiline analüüs on leidnud üksikasjalikku käsitlemist *F. Bosnjakovići*, *Z. Ranti*, *J. Szarguti*, *R. Petela*, *V. Brodjanski*, *P. Grassmanni* jt. kaasaja väljapaistvate teadlaste töödes.

Tänapäeval on termodünaamika kui teaduse põhiilisteks ülesanneteks mitmesuguste ainete (eriti vee ja veeauru) termodünaamiliste omaduste üksikasjalik uurimine, soojuse teisteks energialiikideks otse muundamise analüüs (eriti elektrienergiaks), soojusjõuseadmete ringprotsesside analüüs (aurujõuseadmed, liitringprotsessid, magnethüdrodünaamilised seadmed, aatomijõuseadmed, reaktiivmootorid, raketimootorid jt.), soojuse transformatsiooniprotsesside analüüs (termoelektrilised, termomagnetili-

sed, magnetilised soojusetransformaatorid, Ranken-Hilschi efekti rakendamine jt.) jne

Termodünaamika areng on olnud pidevalt seotud soojusjõuseadmete ja elektrienergia tootmise üldise arenguga. On ju kaas-aeg eelkõige suurte kiiruste, ülikõrgete ja ülimaldate temperatuuride, ülikõrgete ja ülimaldate rõhkude ning ülivõimsate soojusjõuseadmete tehnika. Tänapäeval toodetakse 83—85% kogu elektrienergiast soojuselektrijaamades, kus peamisteks soojusjõuseadmeteks on aurujõuseadmed. Kõik need tehnikaharud tuginevad soojustehnikale, mille üheks teoreetiliseks aluseks on termodünaamika.

Termodünaamika arengut on oluliselt mõjutanud nõukogude teadlaste sellealased uurimused. Ülemaailmse tunnustuse on leidnud *M. Vukaloviči* (1898—1969) juhendamisel koostatud vee- ja veeauru tabelid. Hinnatavad on samuti nõukogude teadlaste tööd soojusjõuseadmete termodünaamilise analüüsi (*D. Gohštein*, *D. Kalafati*, *A. Andrjušišenko* jt.) ja soojuse transformatsiooni (*V. Brodjanski*, *E. Sokolov* jt.) alal.

1. Termodünaamiline keha

1-1. Termodünaamiline süsteem ja väliskeskkond

Termodünaamika uurimisobjektiks on termodünaamilises süsteemis toimuvad protsessid ja nende seos väliskeskkonnaga.

Termodünaamilise süsteemi all mõistetakse kehade kogu, mis võivad olla nii omavahel kui ka väliskeskkonnaga energeetilises vastasmõjus. Väliskeskkonnaks nimetatakse termodünaamilist süsteemi ümbritsevat suure mahtuvusega (energia mahtuvusega) keskkonda, mille teatud olekuparameetrid (näiteks temperatuur, rõhk jne.) ei muutu, kui süsteem mõjutab teda soojuslikul, mehaanilisel või mõnel muul viisil.

Termodünaamilised süsteemid jagunevad homogeenseteks ja heterogeenseks.

Homogeenne süsteem on selline, mille füüsikalise-keemilised omadused on kõigis punktides ühesugused. Sellise süsteemi näiteks on gaas, vesi, jää jne.

Heterogeenseks nimetatakse süsteemi, mille üksikutel osadel on erinevad füüsikalised omadused. Seejuures on süsteemi osad üksteisest eraldatud lahtuspindadega. Heterogeenseks süsteemiks on näiteks vesi ja jää, aur ja vesi, aur ja jää jne. Heterogeense süsteemi erinevate füüsikaliste omadustega osi nimetatakse faasideks. Vastavalt aine kolmele võimalikule agregaatolekule eristatakse gaasilist, vedelat ja tahket faasi. Iga heterogeense süsteemi faas on homogeenne.

Termodünaamiline süsteem ja väliskeskkond võivad teineteist vastastikku mitmeti mõjutada (mehaaniliselt, soojuslikult, keemiliselt, elektriliselt, magnetiliselt jne.). Termodünaamilise süsteemi ja väliskeskkonna vastastikust mõjutamist nimetatakse termodünaamilise süsteemi ja väliskeskkonna vastasmõjuks. Tehniline termodünaamika kui termodünaamika osa tegeleb juhtumitega, kus termodünaamilise süsteemi ning väliskeskkonna vastastikune mõju on ainult mehaaniline

ja soojuslik, s. t. esineb ainult mehaaniline ja soojuslik vastasmõju.

Vaatleme näiteks lihtsat termodünaamilist süsteemi. Selleks olgu vabalt liikuva kolviga silindris asuv gaas. Niisugusel juhul võib väliskeskkond mõjutada süsteemi näiteks siis, kui silindris olevalt gaasilt kolvile mõjuv jõud erineb väliskeskkonna poolt kolvile mõjuvast jõust. Selle tagajärjel silindrit täitva gaasi maht kas suureneb või väheneb. Nagu näeme, piirdub vaadeldaval juhul süsteemi ja väliskeskkonna vastasmõju mehaanilise mõjuga.

Sama termodünaamiline süsteem ja väliskeskkond võivad olla ka soojuslikus vastasmõjus, mille all mõistetakse soojuse ülekandumist süsteemilt (gaasilt) väliskeskkonnale või vastupidi. See on võimalik siis, kui süsteemi temperatuur erineb väliskeskkonna temperatuurist.

Termodünaamilise süsteemi ja väliskeskkonna vahel võib esineda samaaegselt nii mehaaniline kui ka soojuslik vastasmõju.

Termodünaamilist süsteemi, millel puudub soojusvahetus väliskeskkonnaga (ka siis, kui süsteemi temperatuur erineb väliskeskkonna temperatuurist), nimetatakse soojuslikult isoleeritud ehk adiabaatiliseks süsteemiks, soojuse ülekannet tõkestavaid pindu aga adiabaatilisteks pindadeks. Süsteem, mis on väliskeskkonnast eraldatud samaaegselt adiabaatiliste ja mehaaniliselt absoluutselt jäikade pindadega, kannab suletud ehk isoleeritud termodünaamilise süsteemi nime. Isoleeritud termodünaamilise süsteemi ja väliskeskkonna vahel puudub nii soojuslik kui ka mehaaniline vastasmõju.

1-2. Termodünaamiline keha

Termodünaamilises süsteemis asuvat keha või kehi, mille vahendusel toimub energiatega vastastikune muundumine, nimetatakse termodünaamiliseks kehaks. Tehnilise termodünaamika seisukohalt on termodünaamiliseks kehaks keha, mille kaudu toimub soojuse muundamine mehaaniliseks tööks või töö muundamine soojuseks. Termodünaamilisteks kehadeks võivad olla nii tahked, vedelad kui ka gaasilised kehad. Termodünaamiliseks kehaks soojuse muundumisel mehaaniliseks tööks sobib hästi gaas (või aur), kuna ta võib paisumisel ja komprimeerimisel mitmekordselt muuta oma mahtu.

Soojusjõumasinate (sisepõlemismootorites, gaasiturbiinseadmetes, reaktiivmootorites jt.) soojuse muundumisel mehaaniliseks tööks on termodünaamiliseks kehaks tavaliselt kütuse põlemisgaasid. Põlemisgaaside peamisteks komponentideks on lämmastik, süsinikdioksiid, veeaur ja hapnik. Nende üksikute komponentide

kvantitatiivne vahekord põlemisgaasides oleneb põletatava kütuse koostisest ja põletamise tingimustest. Antud juhul termodünaamilise keha agregaatolek soojusjõuseadmes töötsükli jooksul ei muutu, ta esineb ainult gaasilises faasis.

Aurujõuseadmetes on enamikel juhtudel termodünaamiliseks kehaks veeaur, kusjuures töötsükli jooksul veeauru agregaatolek muutub. Näiteks siseneb auruturbiini aurugeneraatorist ülekuumendatud aur, mis pärast paisumist soojusjõumasinas kondenseerub kondensaatoris. Kondensaat suunatakse aurugeneraatorisse tagasi, kus ta uuesti aurustatakse. Seega teeb termodünaamiline keha töötsükli jooksul läbi faasimuutuse.

1-3. Termodünaamilised parameetrid

Termodünaamiliste parameetrite all mõistetakse füüsikalisi makrosuursusi, mis määravad kindlaks termodünaamilise keha oleku.

Intensiivseteks nimetatakse selliseid termodünaamilisi parameetreid, mis ei sõltu termodünaamilises süsteemis oleva termodünaamilise keha massist või osakeste arvust. Intensiivseteks parameetriteks on näiteks rõhk ja temperatuur. Aditiivseteks ehk ekstensiivseteks termodünaamilisteks parameetriteks on parameetrid, mis on proportsionaalsed süsteemis olevate kehade massiga või osakeste arvuga, s. o. süsteemi iseloomustav ekstensiivne parameeter on võrdne süsteemi üksikute osade ekstensiivsete parameetrite summaga. Tähistades mingisuguse termodünaa-

milise parameetri A -ga, siis tema ekstensiivsuse korral $A = \sum_{i=1}^n A_i$.

Ekstensiivseteks parameetriteks on näiteks maht, energia, entroopia, entalpia jt.

Termodünaamilised parameetrid jagunevad veel sisemisteks ja välimisteks ning termilisteks ja soojuslikeks. Sisemised parameetrid (antud välisparameetritel) iseloomustavad termodünaamilist süsteemi, s. o. siseparameetritega on määratud osakeste liikumine ja asend termodünaamilises süsteemis. Siseparameetriteks on tihedus, rõhk, energia jt. Välisparameetrid iseloomustavad väliskeskkonda ja tema seost termodünaamilise süsteemiga. Välisparameetriteks on süsteemi maht, süsteemile mõjuva jõuvälja tugevus jt. On ilmne, et termodünaamilise süsteemi olek sõltub nii sisemistest kui ka välimistest parameetritest.

Parameetreid, mille kaudu iseloomustatakse soojuse ja töö vastastikust muundumist, nimetatakse termilisteks olekuparameetriteks. Termodünaamilise keha termilisteks olekuparameetriteks on erimaht (tihedus), rõhk ja temperatuur. Soojuslikeks olekuparameetriteks on aga suurused, mis

iseloomustavad termodünaamilise süsteemi energeetilist olukorda. Nendeks on siseenergia, entalpia, entroopia jt.

Termodünaamilise keha tasakaaluline (vt. järgmine paragrahv) olek on välisjõudude puudumisel üheselt määratud kahe meelevaldse olekuparameetriga. Keha olekuparameetreid, millest sõltuva vaadeldakse termodünaamilise süsteemi omadusi, nimetatakse sõltumatuteks parameetriteks.

Erimahu all mõistame keha massiühiku mahtu. Tähistades keha mahu $V(\text{m}^3)$ ja massi $M(\text{kg})$, siis erimaht

$$v = \frac{V}{M} \text{ m}^3/\text{kg}. \quad (1-1)$$

Erimahu pöördväärtust nimetatakse tiheduseks

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{1}{v} \text{ kg/m}^3. \quad (1-2)$$

Viimasest seosest järeldub, et $\rho v = 1$.

Rõhuks nimetatakse pinnauhikule normaali suunas mõjuvat jõudu.

Rõhu mõõtühikuks on $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2$. Kuna viimane on väga väike ühik, siis kasutatakse praktikas suuremate rõhkude mõõtmiseks ühikuid $10^3 \text{ Pa} = 1 \text{ kPa}$ või $10^6 \text{ Pa} = 1 \text{ MPa}$. Sageli mõõdetakse väiksemaid rõhke kas vee- või elavhõbedasamba millimeetrites. $1 \text{ Pa} = 0,102 \text{ mm H}_2\text{O} = 0,00750 \text{ mm Hg}$.

Kui rõhu mõõtmisel on nullnivooks absoluutne vaakum, saadakse nn. absoluutne rõhk. Võttes nullnivooks atmosfääri (baromeetrilise) rõhu, saame kas ülerõhu või alarõhu (vaakumi). Absoluutne ülerõhk manomeetriga mõõtmisel

$$p_a = p_{\text{man}} + B, \quad (1-3)$$

vaakummeetriga mõõtmisel aga

$$p_a = B - p_{\text{vaak}}, \quad (1-4)$$

kus B tähistab baromeetrilist rõhku.

Materia kineetilisest teooriast tuleneb otsene seos rõhu ja aine molekulide kineetilise energia vahel. Seetõttu omab rõhk mitte ainult mehaanilist, vaid ka statistilist määratlust, olles funktsionaalses seoses kolmanda termilise olekuparameetri — temperatuuriga.

Temperatuur iseloomustab antud keha kuumenemise astet mingi teise keha suhtes ja määrab nendevahelise soojusvoo suuna (alati kõrgema temperatuuriga kehalt madalama temperatuuriga kehale). Kehadevahelise soojusvoo puudumisel on nende temperatuurid võrdsed. Temperatuuri mõõtmiseks kasutatakse mitmesuguse ehitusega termomeetreid (vedeliktermomeetrid, termopaarid,

takistustermomeetrid jt.). Kontakttermomeetrid töötavad eeldusel, et kaks omavahel kokkupuutes olevat keha omandavad soojusliku tasakaalu olekus ühtse temperatuuri.

Temperatuuri mõõtmine vedeliktermomeetriga põhineb termomeetri täitevedeliku mahu muutusel sõltuvalt temperatuurist. Sellise termomeetri näit on määratud täitevedeliku omadustega, s. t. on määratud temperatuuri ja täitevedeliku mahu omavahelise seosega. Sama kehtib ka termopaaride ja takistustermomeetrite kohta. Olenevalt termopaari või takistustermomeetri materjalist, saadakse erinevad seosed temperatuuri ja genereeritava termopinge või elektrilise takistuse vahel. Järelikult, termomeetriga ei ole võimalik määrata temperatuuri absoluutset väärtust, s. o. sellist temperatuuri, mis ei sõltuks termomeetris kasutatavast ainest.

Kirjeldatud põhimõttel fikseeritav temperatuur on nn. empiiriline temperatuur. Praktikas on levinumaks empiiriliseks temperatuuriskaalaks rahvusvaheline sajakraadine ehk Celsiuse skaala ($t^{\circ}\text{C}$). Celsiuse skaalal on nulltemperatuuriks jää sulamistemperatuur rõhul 760 mm Hg, 100°C -le vastab aga vee keemistemperatuur samal rõhul.

Absoluutset temperatuuri võimaldab määrata ainult termodünaamika teine seadus. Märgime, et keha absoluutset temperatuuri on põhimõtteliselt võimalik mõõta gaastermomeetriga, mille täiteks kasutatakse ideaalset gaasi.

Absoluutses termodünaamilises skaalas mõõdetud temperatuur, mida tuntakse ka Kelvini skaalana, tähistatakse T K. Nulltemperatuuriks (0 K) on selles skaalas temperatuur $273,16^{\circ}\text{C}$ alla nulli (absoluutne null). Kelvini ja Celsiuse skaalade järgi mõõdetud temperatuuride vahel kehtib järgmine seos

$$T = t + 273,16 \text{ K.} \quad (1-5)$$

1-4. Termodünaamiline tasakaal

Termodünaamiline süsteem on termodünaamilises tasakaalus, kui süsteemi mistahes punktis olekuparameetrid ei muutu ajas.

Vaatleme siinkohal ainult termodünaamilise süsteemi säärast olukorda, kus välisjõudude mõju süsteemi osakestele (aatomid, molekulid, ioonid) puudub. Keerukamat juhtu, kus molekulide soojuslik liikumine toimub mingis jõuväljas, vaadeldakse edaspidi. Käsitletaval juhul on süsteem termodünaamilise tasakaalu olukorras siis, kui kogu süsteemi piires on vastavad olekuparameetrid võrdsed. Rõhkude võrdsus määrab mehaanilise tasakaalu, temperatuuride võrdsus aga termilise tasakaalu.

Mehaanilist ja termilist tasakaalu on võimalik saavutada väliskeskkonnast soojuslikult ja mehaaniliselt isoleeritud termodünaa-

milises süsteemis või olukorras, kus termodünaamilise keha (süsteemi) igas punktis on rõhk ja temperatuur võrdsed väliskeskkonna rõhu ja temperatuuriga. Kui näiteks soojust juhtivate seintega anum as paiknev gaas viia keskkonda, mille temperatuur on gaasi temperatuurist erinev, tekib soojusvahetus süsteemi ja keskkonna vahel. Selle tagajärjel tekiv gaasisisene temperatuurigradient viib süsteemi termilisest tasakaalust välja. Analooilise näite võib tuua ka mehaanilise tasakaalu rikkumise kohta. Elastsete seintega mahutis paikneva gaasi viimisel tema rõhust erineva rõhuga keskkonda tekib üksikute ruumipunktide vahel rõhkude vahe ning mehaaniline tasakaal rikutakse.

Kuna termodünaamilise tasakaalu olekus puuduvad süsteemisisesed potentsiaalide erinevused, siis sellises olekus ei ole võimalikud süsteemisise difusioon, soojusülekanne jt. nendele sarnased ülekanne nähtused.

Termodünaamiline tasakaal on otsene järeldus materia molekulaar-kineetilisest teooriast. Vastavalt aine molekulaar-kineetilisele teooriale termodünaamilise tasakaalu olekus jäävad ajaliselt muutumatuks süsteemi kui tervikut iseloomustavad makroskoopilised parameetrid. Süsteemi mikroskoopilised parameetrid aga ei püsi muutumatutena, sest üksikmolekulide asend ja kiirus termodünaamilise tasakaalu olekus ajaliselt muutuvad. Sellises termodünaamiliselt tasakaalus olevas makrosüsteemis on võimalikud osakeste korrapäratu liikumise tagajärjel aeg-ajalt aine lokaalsed kontsentreerumised. Lühiajalised lokaalsed tiheduse suurenemised süsteemi teatud kohtades vahelduvad samaaegse tiheduse vähenemisega süsteemi mõnes teises piirkonnas. Keskmise tihedus (samuti nagu teisedki olekuparameetrid) jääb aga ajaliselt muutumatuks. Väljendades süsteemi mikroparameetri b muutuse ajas funktsioonina $b(\tau)$, siis makroparameetri keskväärtsus väga suures

ajavahemikus avaldub. $b_0 = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} b(\tau) d\tau$. Selliseid juhuslikke

kõrvalekaldumisi tasakaalu olekule vastavatest keskmistest suurusdest nimetatakse fluktuatsiooniks. Fluktuatsiooni ulatus sõltub termodünaamilises süsteemis olevate osakeste (aatomite, molekulide) arvust, vähenedes viimase suurenemisel. Kuna termodünaamiline süsteem sisaldab osakesi väga suurel hulgal, siis termodünaamikas fluktuatsiooni nähetega ei arvestata. Siit järeldub, et termodünaamiline tasakaal on ühtlasi ka dünaamiline tasakaal.

Termodünaamilise süsteemi üleminek ühest tasakaalu olekust teise ei toimu momentaanselt, vaid selleks kulub alati teatud aeg (ka eeldusel, et väliskeskkonna parameetrid ei muutu). Kirjeldatud ülemineku nähtust nimetatakse relaksatsiooniks ning ühest tasakaalu olekust teise tasakaalu olekusse ülemineku aega relaksatsiooniajaks. Selline protsess, kus termodünaami-

lises tasakaalus olev süsteem läheks tasakaalust välja ilma väliste mõjutusteta, ei ole võimalik. Termodünaamilises tasakaalus oleva süsteemi tasakaalust väljamineku võimatust välistõjutuste puudumisel tuntakse termodünaamilise süsteemi tagastamatuse printsiibina. Viimase võib defineerida ka järgmiselt: isoleeritud termodünaamiline süsteem läheb alati iseenesest üle termodünaamilise tasakaalu seisundisse. Termodünaamilist tasakaalu on võimalik rikkuda ainult väliste mõjutustega. Nagu edaspidi näeme, järeldub termodünaamilise süsteemi tagastamatuse printsiibist terve rida süsteemi iseloomustavaid olekuparameetreid (funktsioone).

Isoleeritud süsteemi tasakaalu olekusse üleminek ning selle oleku säilimine (sõltumata ajast) väljendab süsteemi kõige tõenäolisemat olekut.

Termodünaamika tegeleb peamiselt termodünaamilises tasakaalus olevate süsteemidega. Seetõttu antakse ka termodünaamilise süsteemi olekut iseloomustavad parameetrid alati süsteemi tasakaalu olekule.

1-5. Ideaalse gaasi molekulaar-kineetilise teooria põhivõrrandid

Ainete molekulaar-kineetiline teooria¹ on tänapäeval üksikasjaliselt välja arendatud ainult gaasidele kui kõige lihtsama ehitusega kehadele.

Eriti lihtsad ja ülevaatlikud matemaatilised seosed saadakse siis, kui kasutada ideaalse gaasi mudelit. Ideaalse gaasi all mõistetakse gaasi, mis koosneb elastsetest molekulidest, mille vahel puuduvad jõud. Ideaalse gaasi molekulide endi maht loetakse tühiselt väikeseks, mis võimaldab neid vaadelda materiaalsete punktidenä. Gaasi molekulid (nende arv mahuühikus on väga suur) on pidevas omavahelises liikumises. Sellist aine osakeste liikumist nimetatakse soojuslikuks liikumiseks.

Ideaalses gaasis liigub iga gaasimolekul sirgjooneliselt seni, kuni ta põrkub kokku naabermolekuli või gaasi piirava pinnaga. Molekulide põrked vastu gaasi piiravaid pindu põhjustavad rõhu. Molekulide lakkamatust soojuslikust liikumisest tingituna jaguneb nende põrgete arv ajaühikus pinnale ning koos sellega ka rõhk üle pinna ühtlaselt (Pascali seadus).

Ülihõredas seisundis ($p \rightarrow 0$ või $v \rightarrow \infty$) allub iga gaas ideaalse gaasi mudelile. Sellisel juhul on molekulidevaheliste jõudude mõju ja molekulide mõõtmed nende omavaheliste suurte kauguste tõttu kaduvväikesed.

Ideaalse gaasi molekulaar-kineetilisest teoriast tuleneb, et gaasi piiravatele pindadele mõjuv rõhk on võrdne $2/3$ molekuli keskmise kineetilise energiaga ja molekulide arvuga mahuühikus.

Vastavalt sellele avaldub rõhk

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\bar{w}^2}{2}, \quad (1-6)$$

kus n — molekulide arv mahuühikus,

m — gaasimolekuli mass,

\bar{w}^2 — gaasimolekuli keskmine ruutkiirus.

Viimases valemis olev suurus $m\bar{w}^2/2$ kujutab gaasimolekuli keskmist kineetilist energiat.

Molekulide keskmine ruutkiirus avaldub üksikute gaasimolekulide kiiruste (w_1, w_2, w_3, \dots) kaudu valemiga

$$\bar{w}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n n_i w_i^2}{n}, \quad (1-7)$$

kus n_i tähistab molekulide arvu, mille kiirus on w_i .

Avaldis (1-6) seob omavahel molekulaarsed suurused (mass ja kiirus) gaasi poolt avaldatava rõhu kui statistilise suurusega.

Valemit (1-6) nimetatakse ideaalsete gaaside molekulaar-kineetilise teooria põhivõrrandiks. See valem on põhimõtteliselt rakendatav ka ideaalsest gaasist erinevatele ainetele (nii gaasidele kui ka vedelikele). Sellisel juhul korrutatakse tähendatud avaldist teguriga z (kokkusurutavustegur). Viimane sõltub aine molekulide mõõtmetest ning molekulidevahelistest jõududest. Seetõttu sõltub z omakorda nii keha temperatuurist kui ka erimahust.

Teiseks ideaalse gaasi molekulaar-kineetilise teooria võrrandiks, mis seob gaasimolekuli keskmise kineetilise energia temperatuuriga, on võrrand

$$\frac{2}{3} \frac{m\bar{w}^2}{2} = kT. \quad (1-8)$$

Valemis (1-8) esinev kordaja k määrab vahekorra molekuli keskmise kineetilise energia ja temperatuuri mõõtühiku vahel. Suurust k nimetatakse Boltzmanni konstandiks, mille arvvärtus on $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K. Boltzmanni konstandi arvvärtus on sama kõikidele ideaalsetele gaasidele.

Toodud avaldisest selgub ühtlasi, et temperatuur nagu rõhkki on statistiline suurus. Temperatuuril 0 K molekuli keskmine ruutkiirus $\bar{w}^2=0$, s. t. absoluutsel nulltemperatuuril molekulide soojuslik liikumine lakkab. Järelikult, aine molekulaar-kineetilise

teooria põhjal on kõige madalamaks võimalikuks temperatuuriks 0 K.

Võrrandite (1-6) ja (1-8) kooslahendamisel ning mõlemate poolte läbikorrutamisel gaasi mahuga V saame

$$pV = nV_kT. \quad (1-9)$$

Mahus V olevate gaasimolekulide koguarv $N = nV$. Eelnevat arvestades võime võrrandile (1-9) anda kuju

$$pV = NkT. \quad (1-10)$$

Võrrand (1-10) seob omavahel ideaalse gaasi termilised olekupaameetrid. Samast seosest nähtub, et mistahes ideaalse gaasi võrdse mahud sisaldavad samal rõhul ja temperatuuril võrdse arvu molekule. Viimast tuntakse Avogadro seaduse n a.

Tähistades gaasi moolmassi μ (kg/kmool) ja tiheduse ρ (kg/m³), siis vastavalt Avogadro seadusele

$$\frac{\mu}{\rho} = v\mu = konst. \quad (1-11)$$

Korrutist $v\mu = V_\mu$ (m³/kmool) nimetatakse gaasi moolmahuks. Järelikult on valemi (1-11) põhjal kõikide ideaalsete gaaside moolmahud võrdsetel rõhkudel ja temperatuuridel võrdsed. Praktikas leiab laialdast kasutamist gaaside moolmahut normaaltingimustel (rõhul 760 mm Hg ja temperatuuril 0°C). Viimase arvväärus $V_0 = 22,4$ m³/kmool.

Valemist (1-11) järeldeb veel, et kõikide ideaalsete gaaside ühes moolis on võrdne arv molekule. Viimast tuntakse Avogadro arvuna ja ta tähistatakse $N_0 = 6,0228 \cdot 10^{26}$ 1/kmool. Vastavalt sellele on molekulide arv mahuühikus

$$n = \frac{N_0}{V_\mu} = \frac{N_0}{\mu v}. \quad (1-12)$$

1-6. Jõuvälja mõju rõhu jaotusele ideaalses gaasis

Molekulide soojusliku liikumise tulemusena jaotub gaasi tihedus termodünaamilises tasakaalus olevas süsteemis ühtlaselt, kui puudub jõuväljade mõju osakestele. Sellisel juhul on ka gaasi rõhk ja temperatuur üle kogu ruumi samad. Jõuvälja olemasolu aga mõjutab tiheduse ja rõhu jaotust gaasis. Üheks näiteks jõuvälja mõju kohta gaasi molekulidele on õhurõhu jaotumine Maa gravitatsiooniväljas. Õhu molekulide soojusliku liikumise puudumisel paikneksid viimased raskusjõu mõjul õhukese kihina maapinnal. Vastupidi, kui aga puuduks gravitatsiooniväli, kanduksid õhu molekulid soojuslikust liikumisest tingituna maailmaruumi. Õhu-

rõhu tegelik jaotus Maad ümbritsevas atmosfääris kujuneb molekulide soojusliku liikumise ja nendele mõjuva gravitatsioonivälja tagajärjel. Järgnevalt analüüsime õhurõhu jaotust maa gravitatsiooniväljas, võttes aluseks ideaalsete gaaside molekulaar-kineetilise teooria võrrandid.

Tähistades õhu tiheduse kõrgusel x (maapinnal $x=0$) ρ -ga, saame rõhu muutuse dp kõrguse dx ulatuses avaldada õhusamba kaaluna samas kõrguse vahemikus:

$$dp = -\rho g dx, \quad (1-13)$$

kus g tähistab raskuskiirendust.

Miinusmärk valemis (1-13) tähendab, et kõrguse x suurenemisel rõhk väheneb.

Kui gaasi molekuli mass on m ja molekulide arv mahuühikus n , siis tihedus $\rho = mn$. Ideaalse gaasi molekulaar-kineetilise teooria põhjal rõhk (valem (1-9))

$$p = nkT. \quad (1-14)$$

Järelikult

$$\rho = \frac{mp}{kT}. \quad (1-15)$$

Vastavalt gravitatsiooniseadusele Maa raskuskiirendus

$$g = \frac{\gamma M_0}{(R_0 + x)^2}, \quad (1-16)$$

kus γ — gravitatsioonikonstant,
 M_0 — Maa mass,
 R_0 — Maa raadius.

Arvestades seostega (1-15) ja (1-16), omandab võrrand (1-13) peale mõningaid teisendusi kuju

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{M_0 m}{kT} \frac{dx}{(R_0 + x)^2}. \quad (1-17)$$

Tähistades rõhu kohas $x_0=0$, $p=p_0$ ja lugedes temperatuuri konstantseks, saame peale võrrandi (1-17) integreerimist

$$p = p_0 \exp \left[-\frac{mg_0 R_0}{kT} \left(1 - \frac{R_0}{R_0 + x} \right) \right]. \quad (1-18)$$

Siinjuures $g_0 = \frac{\gamma M_0}{R_0^2}$ tähistab raskuskiirendust maapinnal.

Lihtsamal juhul, kui Maa raskuskiirendus lugeda sõltumatuks kõrgusest x , avaldub rõhu jaotus järgmiselt:

$$p = p_0 \exp \left(-\frac{mg}{kT} x \right). \quad (1-19)$$

Valemeid (1-18) ja (1-19) nimetatakse baromeetrilisteks võrranditeks.

Avaldisest (1-19) selgub, et kõrguse x suurenemisel väheneb gaasi rõhk eksponentsiaalseaduse järgi.

Kuna gaasi rõhk on proportsionaalne molekulide arvuga mahuühikus (valem (1-14)), siis on valemitega (1-18) ja (1-19) ühtlasi määratud ka molekulide arvu muutus mahuühikus sõltuvalt kõrgusest. Valemi (1-19) põhjal

$$n = n_0 \exp \left(- \frac{mg}{kT} x \right), \quad (1-20)$$

kus n_0 on molekulide arv kohas $x=0$.

Valem (1-20) kirjeldab gaasi molekulide arvu jaotumist gravitatsiooniväljas. Seejuures väljendab liige mgx molekuli potentsiaalset energiat kõrgusel x . Järelikult on valemiga (1-20) määratud ka molekulide arv, mille potentsiaalne energia $E = mgx$. Kui aga vaadeldav ideaalne gaas viia mingisugusesse teise jõuvälja, siis ilmselt gaasimolekulide arv, mis soojusliku tasakaalu olekus omandavad energia E , avaldub

$$n = n_0 \exp \left(- \frac{E}{kT} \right). \quad (1-21)$$

Üldistatud valem (1-21) kannab *Boltzmanni valemi* nime.

Viimasest seosest nähtub ühtlasi, et sellisel juhul, kui molekulide potentsiaalne energia kasvab aritmeetilises progressioonis, muutub molekulide suhteline jaotus n/n_0 geomeetrilise progressiooni järgi. Temperatuuri suurenemine viib alati molekulide suhtelise jaotuse ühtlustumisele.

1-7. Ideaalse gaasi termiline olekuvõrrand

Termodünaamilises tasakaalus oleva homogeense termodünaamilise süsteemi olek on jõuväljade mõju puudumisel määratud kahe meelevaldse olekuparameetriga. Sellise süsteemi kõik ülejäänud olekut iseloomustanud suurused on aga vaadeldavad funktsioonidena nendest kahest sõltumatust olekuparameetrist. Seega võime ühe termilistest olekuparameetritest avaldada ülejäänud kahe kaudu (näiteks rõhu temperatuuri ja erimahu kaudu).

Termodünaamilise keha termiliseks oleku- ehk karaktervõrrandiks nimetatakse võrrandit, mis seob omavahel termodünaamilises tasakaalus oleva süsteemi termilised olekuparameetrid. Üldjuhul on termodünaamilise keha termiliseks olekuvõrrandiks seos

$$F(p, v, T) = 0. \quad (1-22)$$

Kolmemõõtmelises koordinaadistikus p - v - T määrab termodünaamilise keha termiline olekuvõrrand nn. termodünaamilise pinna. Viimase kuju sõltub võrrandi (1-22) iseloomust.

Ideaalsete gaaside termiline olekuvõrrand on tuletatav molekulaar-kineetilise teooria põhivalemitest.

Võrrandist (1-10) ja valemist (1-12) järeldeb järgmine seos ühele kilomoolile gaasile

$$pV_n = N_0 k T. \quad (1-23)$$

Tähistame $\mu R = N_0 k$, siis

$$pV_\mu = \mu R T. \quad (1-24)$$

Võrrandit (1-24) nimetatakse D. Mendelejevi (1834—1907) ehk ideaalse gaasi universaalseks termiliseks olekuvõrrandiks ja korrutist μR universaalseks gaasikonstandiks. Korrutise μR arvvärtus on sama kõikidele ideaalsetele gaasidele:

$$\mu R = N_0 k = 6,0228 \cdot 10^{26} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} = 8314 \text{ J}/(\text{kmool} \cdot \text{K}) \quad (1-25)$$

Arvestades universaalse gaasikonstandi väärtusega, võime võrrandile (1-24) anda ka kuju

$$pV_\mu = 8314 T. \quad (1-26)$$

Jagades võrrandi (1-26) mõlemaid pooli moolmassiga μ , saame ideaalse gaasi termilise olekuvõrrandi 1 kg-le gaasile

$$pv = RT, \quad (1-27)$$

kus

$$R = \frac{8314}{\mu} \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K}). \quad (1-28)$$

Valemit (1-27) nimetatakse Clapeyroni võrrandiks ning selles esinevat suurust R gaasikonstandiks. Viimase väärtus erinevatele gaasidele on erinev ja ta on arvutatav valemiga (1-28).

Korrutades Clapeyroni võrrandi paremat ja vasakut poolt gaasimassiga M , saame ideaalsete gaaside termilise olekuvõrrandi, mis on kehtiv M kg-le gaasile:

$$pV = MRT. \quad (1-29)$$

Esitatud võrrandid (1-26), (1-27) ja (1-29) on kõik samaväärsed, erinedes ainult gaasikoguse poolest, mille kohta üks või teine võrrand on kehtiv.

Diferentseerides võrrandit (1-27), saame

$$pdv + vdp = RdT. \quad (1-30)$$

Kuna $R = \frac{pv}{T}$, siis

$$\frac{dp}{p} + \frac{dv}{v} - \frac{dT}{T} = 0. \quad (1-31)$$

Viimane võrrand on ideaalse gaasi termilise olekuvõrrandi diferentsiaalkujuks.

1-8. Ideaalsete gaaside segud

Soojustehnikas puututakse sagedasti kokku mitmesuguste gaaside segudega (õhk, põlemisgaasid, gaaskütus jne.) Gaasisegude iseloomustamiseks kasutatakse kahte liiki suurusi: 1) suurusi, mis iseloomustavad gaasisegu üksikuid komponente, 2) suurusi, mis iseloomustavad gaasisegu tervikuna.

Olgu mahus V soojusliku tasakaalu olekus ideaalsete gaaside segu. Tähistades üksikute segus olevate gaasikomponentide molekulide arvu N_1, N_2, \dots, N_n , siis võrrandi (1-10) põhjal

$$pV = (N_1 + N_2 + \dots + N_n)kT = NkT. \quad (1-32)$$

Järelikult gaasi rõhk (kogurõhk)

$$p = \frac{N_1}{V} kT + \frac{N_2}{V} kT + \dots + \frac{N_n}{V} kT. \quad (1-33)$$

Viimasest seosest selgub, et iga komponendi molekulid ideaalsete gaaside segus avaldavad rõhku, mis ei sõltu teiste molekuligruppide poolt avaldatavast rõhust. See on tingitud ideaalse gaasi molekulidevaheliste jõudude puudumisest, mistõttu iga üksik gaasikomponent käitub sõltumata teistest komponentidest.

Võrrandi (1-33) liikmed ($N_1kT/V, N_2kT/V, \dots$) väljendavad rõhku, nn. komponendi osa- ehk partsiaalarõhku, mida omaks antud gaasikomponent segu temperatuuril, kui ta hõivaks gaasisegu mahu. Tähistades üksikute gaasikomponentide partsiaalarõhud vastavalt $p_1 = (N_1kT/V), p_2 = (N_2kT/V), \dots$, saame

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i. \quad (1-34)$$

Järelikult, üksikute gaasikomponentide partsiaalarõhkude summa võrdub gaasisegu kogurõhuga (Daltoni seadus).

Gaasisegu koostise iseloomustamiseks kasutatakse gaasikomponentide osamassi ja osamahu mõistet. Gaasisegus oleva mingi gaasikomponendi suhteline osamass

$$m_i = \frac{M_i}{M}, \quad (1-35)$$

kus M_i — segus oleva gaasikomponendi mass (osamass),

M — segu kogumass.

Ilmselt

$$M = M_1 + M_2 + \dots + M_n = \sum_{i=1}^n M_i \quad (1-36)$$

ja gaasisegu komponentide suhteliste osamasside summa

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i = 1. \quad (1-37)$$

Gaasisegu komponendi suhteline osamaht

$$r_i = \frac{V_i}{V}, \quad (1-38)$$

kus V_i — segus oleva üksiku gaasikomponendi taandatud maht (osamaht) (gaasikomponendi maht segu temperatuuril ja rõhul),
 V — gaasisegu kogumaht.

Gaasisegu kogumaht

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^n V_i \quad (1-39)$$

ja

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = \sum_{i=1}^n r_i = 1. \quad (1-40)$$

Gaasisegu komponentide suhteliste osamasside ja suhteliste osamahtude vahel kehtib seos:

$$m_i = \frac{M_i}{M} = \frac{\rho_i V_i}{\rho V} = \frac{\rho_i}{\rho} r_i. \quad (1-41)$$

Kuna võrdsetel tingimustel gaaside moolmahud on võrdsed, siis otseselt järeldub, et

$$r_i = \frac{V_i}{V} = \frac{\bar{M}_i}{\bar{M}}, \quad (1-42)$$

kus \bar{M}_i ja \bar{M} tähistavad vastavalt gaasikomponendi ja gaasisegu moolkoguseid.

Arvestades sellega, et $\bar{M}_i = (M_i/\mu_i)$ ja $\bar{M} = (M/\mu)$, saame

$$r_i = m_i \frac{\mu}{\mu_i}. \quad (1-43)$$

Valemite (1-41) ja (1-43) põhjal

$$m_i = \frac{\rho_i}{\rho} r_i = \frac{\rho_i V}{V_i} r_i = r_i \frac{\mu_i}{\mu}. \quad (1-44)$$

Seosest (1-44) järeldub, et

$$\frac{\mu_i}{\mu} = \frac{\rho_i}{\rho}. \quad (1-45)$$

Kuna ideaalsete gaaside segus olevad üksikud gaasikomponendid käituvad teineteisest sõltumatult, siis on ideaalsete gaaside termiline olekuvõrrand kehtiv nii gaasi segule tervikuna kui ka üksikutele segu komponentidele

Seetõttu (valem (1-28))

$$\frac{\mu}{\mu_i} = \frac{R_i}{R} \quad (1-46)$$

ja

$$m_i = \frac{R}{R_i} r_i. \quad (1-47)$$

Gaasisegu gaasikonstandi arvutamiseks avaldame valemist (1-47) gaasikomponendi suhtelise osamahu:

$$r_i = m_i \frac{R_i}{R}. \quad (1-48)$$

Valemi (1-40) põhjal

$$\sum_{i=1}^n r_i = \frac{\sum_{i=1}^n m_i R_i}{R} = 1, \quad (1-49)$$

millest gaasisegu gaasikonstant

$$R = \sum_{i=1}^n m_i R_i = 8314 \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i} = \frac{8314}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_i}}. \quad (1-50)$$

Gaasisegu näiv moolmass:

$$\mu = \frac{8314}{R} = \frac{8314}{\sum_{i=1}^n m_i R_i} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i}} = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i = 8314 \sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_i}. \quad (1-51)$$

Vastavalt valemile (1-37) järeldub avaldisest (1-41), et

$$\sum_{i=1}^n m_i = \frac{\sum_{i=1}^n Q_i r_i}{Q} = 1, \quad (1-52)$$

ning gaasisegu tihedus

$$Q = \sum_{i=1}^n r_i Q_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{Q_i}}. \quad (1-53)$$

Ideaalsete gaaside termiline olekuvõrrand gaasisegule avaldub valemiga (1-27) ja (1-29). Seejuures tuleb kõik avaldistes esinevad suurused anda gaasi segu kohta. Rakendatuna segu üksikule komponendile, avaldub Clapeyroni võrrand järgmiselt:

$$p_i V = M_i R_i T \quad (1-54)$$

või 1 kg segus oleva gaasikomponendi kohta

$$p_i v = R_i T. \quad (1-55)$$

Samuti

$$p V_i = M_i R_i T \quad (1-56)$$

või

$$p v_i = R_i T, \quad (1-57)$$

kus v_i tähistab gaasikomponendi erimahtu segu rõhul ja temperatuuril.

Valemite (1-55) ja (1-57) võrdlusest järgneb, et

$$p_i v = p v_i. \quad (1-58)$$

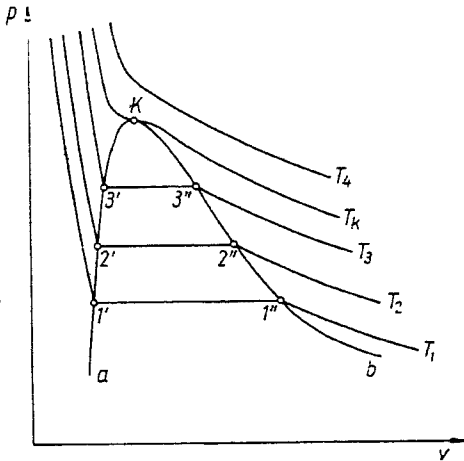
Viimasest avaldisest tulenevad omakorda järgmised seosed segu komponendi partsiaalrõhu arvutamiseks

$$p_i = p \frac{V_i}{V} = p r_i = p m_i \frac{\mu}{\mu_i} = p m_i \frac{R_i}{R}. \quad (1-59)$$

1-9. Reaalsete gaaside põhiomadused

Looduses esinevate gaaside, nn. reaalsete gaaside omadused erinevad eespool käsitletud ideaalsete gaaside mudelist tulenevatest omadustest. Võrrand $pv=RT$ saadi eeldusel, et gaasimolekulide vahel puuduvad vastastikused jõud ning molekulide maht võrreldes gaasi enese mahuga on tühiselt väike. Seetõttu lähenevad reaalsete gaaside omadused ideaalsete gaaside omadustele küllalt hästi suhteliselt madalatel rõhkudel (kuni 1–3 MPa) ja kõrgetel temperatuuridel. Reaalne gaas allub Clapeyroni võrrandile absoluutselt ainult siis, kui $p \rightarrow 0$. Seega ei väljenda võrrand $pv=RT$ üldjuhul reaalsete ainete omadusi õigesti.

Igasugune aine, sõltuvalt tema olekuparameetritest, võib esineda kas gaasilises (aur), vedelas või tahkes olekus ja parameetrite muutumisel üle minna ühest agregaatolekust teise. Samuti on võimalik aine esinemine mitmes faasis korraga. Allpool käsitleme seoseid ainult gaasilise ja vedela faasi vahel. Üldisemal kujul käsitletakse seda küsimust V peatükis.



Joonis 1-1. Realse gaasi pv -diagramm.

Reaalsete gaaside üheks põhiomaduseks on asjaolu, et neid on alati võimalik teatud tingimustel kondenseerida (veeldada). See võimalus aga ei järgne võrrandist $pv=RT$. Reaalsete gaaside omaduste selgitamiseks jälgime joonisel 1-1 esitatud realse gaasi oleku muutust pv -diagrammil. Realse gaasi püsivtemperatuurilisel (isotermilisel) komprimeerimisel temperatuuril T_1 suureneb rõhk seni, kuni erimaht saavutab väärtuse v''_1 (punkt $1''$). Edasisel mahu vähenemisel jääb rõhk püsima seni, kuni saavutatakse erimaht v'_1 (punkt $1'$), millest alates aga järsult suureneb. Horisontaalne joon $1''-1'$ väljendab realse gaasi kondenseerumist. Punk-

Tabel 1-1 Mõningate ainete kriitilised olekuparameetrid

Aine nimetus	Keemiline valem	Kriitilised olekuparameetrid		
		t_k °C	p_k MPa	$v_k \cdot 10^3 \text{m}^3/\text{kg}$
1	2	3	4	5
Argoon	Ar	—122,0	4,864	1,88
Heelium	He	—267,9	0,229	14,43
Ksenoon	Xe	16,6	5,897	0,866
Broom	Br ₂	302,0	10,335	0,847
Kloor	Cl ₂	144,0	7,711	1,74
Vesinik	H ₂	—239,9	1,297	32,20
Lämmastik	N ₂	—147,1	3,394	3,21
Hapnik	O ₂	—118,8	5,036	2,44
Süsinikmonooksiid	CO	—139,0	3,546	3,21
Kloorvesinik	HCl	51,4	8,268	4,38
Süsinikdioksiid	CO ₂	31,04	7,381	2,14
Väävelgaas	SO ₂	157,2	7,873	1,92
Vesi	H ₂ O	374,15	22,129	3,26
Ammoniaak	NH ₃	132,4	11,652	4,25
Atsetüleen	C ₂ H ₂	36,0	6,282	4,54
Metaan	CH ₄	— 82,5	4,641	6,17
Etüleen	C ₂ H ₄	9,7	5,147	4,02
Etaan	C ₂ H ₆	32,1	4,947	4,76
Benseen	C ₆ H ₆	288,5	4,853	3,32
Metüülpüiritus	CH ₃ O	240,0	7,974	3,67
Etüülpüiritus	C ₂ H ₅ O	243,1	6,394	3,64

tist I'' paremal on aine gaasilises faasis, punktide $I''-I'$ vahel samaaegselt nii gaasilises kui ka vedelas olekus, ning punktist I' vasakul esineb ainult vedelikuna. Korrates kirjeldatud isotermilist reaalse gaasi komprimeerimist teistel temperatuuridel kuni teatud temperatuurini T_k ($T_1 < T_2 < \dots < T_k$), näeme analoogilist olukorda. Punkte $1', 2', 3', \dots$ ühendavat pidevat joont ($a-K$) nimetatakse alumiseks ja punkte $1'', 2'', 3'', \dots$ ühendavat joont ($b-K$) ülemiseks piirkõveraks. Piirkõverate ühine punkt K kannab aine kriitilise punkti ning teda läbib isotermjoon kriitilise isotermi nime. Jooniselt nähtub, et reaalseid gaase on võimalik kirjeldatud viisil isotermiliselt kondenseerida ainult siis, kui nende komprimeerimisel temperatuur on madalam kriitilisest temperatuurist. Reaalse gaasi isotermilisel komprimeerimisel temperatuuridel $T > T_k$ aga pole neid võimalik veeldada ($p-v$ -diagrammil puudub isotermidel horisontaalne osa). Isotermjoonte järsk tõus alates punktide $1', 2', 3', \dots$ vasakule on tingitud vedelike väikesest kokkusurutatavusest.

Aine olekut kriitilises punktis iseloomustatakse kriitiliste olekuparameetritega. Tähistame kriitilised termilised ole-

kuparameetrid vastavalt p_k , v_k (või Q_k) ja T_k . Teades antud aine kriitilisi termilisi olekuparameetreid, on võimalik otsustada tema kondenseerimistingimuste üle.

Mõningate ainete kriitilised olekuparameetrid on toodud tabelis 1-1.

Kriitiline isoterm omab punktis K käänupunkti ning seda läbiv puutuja on horisontaalne. Seetõttu kriitilises punktis

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T &= 0 \\ \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-60)$$

Esimene võrrand on kriitilise isotermi horisontaalse puutuja võrrandiks ning teine võrrand käänupunkti võrrandiks punktis K . Võrrandeid (1-60) nimetatakse kriitilise punkti võrranditeks.

Mida kõrgem on gaasi temperatuur kriitilisest temperatuurist, seda rohkem sarnanevad isotermjooned p - v -diagrammil ideaalse gaasi isotermjoontega.

1-10. Reaalsete gaaside z -diagramm

Reaalsete gaaside iseloomustamiseks on sobiv kasutada kokkusurutavustegurit

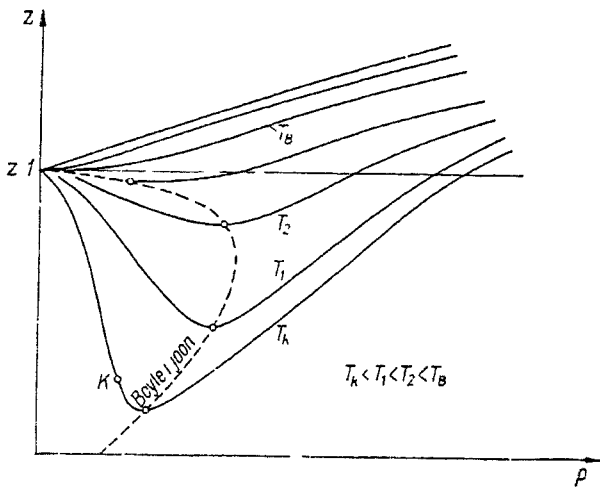
$$z = \frac{pv}{RT} \quad (1-61)$$

Tegur z väljendab ühtlasi antud gaasi omaduste kõrvalekaldumist ideaalsest gaasist.

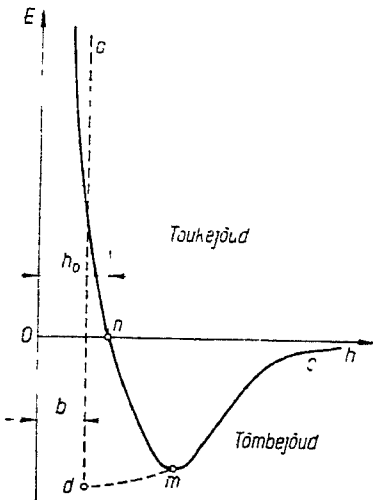
Ideaalsele gaasile, sõltumata tema olekust, $z=1$.

Suurus z on funktsioon rõhust ja temperatuurist. Kokkusurutavusteguri väärtused esitatakse tavaliselt kas tabelite või graafikutena. Viimasel juhul kasutatakse enamasti z - p -koordinaadistikku, kuhu kantakse $T = konst.$ jooned. Realse gaasi üldistatud z - p -diagramm on esitatud joonisel 1-2. Näeme, et realse gaasi kõrvalekaldumine ideaalse gaasi omadustest on kõige ulatuslikum just kriitilise punkti K ümbruses.

Temperatuuridel $T < T_B$ on isotermjoontel z - p -diagrammil miinimum. Seejuures miinimumpunktile vastav rõhk temperatuuri tõusmisel algul suureneb, hiljem väheneb. Kirjeldatud isotermjoonte miinimumpunkte ($(\partial z / \partial p)_T = 0$) nimetatakse Boyle'i punktideks ning neid ühendavat joont Boyle'i jooneks. Temperatuuri, mille juures isotermjoone miinimumpunkt asub z -teljel ($p=0$), kannab Boyle'i temperatuuri nime (tähistame T_B). Boyle'i temperatuuri määramise tingimuseks on, et kohas $p=0$ tuleks $(\partial z / \partial p)_T = 0$. Piirkonnas $T \geq T_B$ puudub isotermjoontel



Joonis 1-2. Realse gaasi $z\rho$ -diagramm.



Joonis 1-3. Aine molekulidevahelise potentsiaalse energia sõltuvus molekulidevahelisest kaugusest.

miinimumpunkt ning nad kujutavad tõusvaid kõveraid. Selles piirkonnas on tegur $z > 1$ ning samal rõhul ja temperatuuril oleva reaalse gaasi tihedus on alati väiksem ideaalse gaasi tihedusest.

Reaalsete gaaside kõrvalekaldumine ideaalse gaasi omadustest on tingitud reaalse gaasi molekulidevahelistest jõududest ja molekulide lõplikust mahust.

Molekulidevahelise potentsiaalse energia E sõltuvuse iseloom molekulide vahekaugustest h on kujutatud joonisel 1-3 täisjoonena. Madalatel rõhkudel (molekulide vahekaugused on suured) on molekulidevahelised tõmbejõud väiksed ning molekulide maht vör-

reldes gaasi mahuga on samuti väike. Selline gaasi olek vastab esimeses lähenduses ideaalse gaasi olekule. Sellest tulenevalt alluvad reaalsed gaasid madalatel rõhkudel (zp -diagrammil ala $p=0$ ümbruses) küllalt hästi ideaalse gaasi oleku võrrandile $pV=RT$. Molekulidevaheliste kauguste vähenemisel gaasi rõhk kasvab ja molekulidevahelised tõmbejõud suurenevad (kuni punktini m joonisel 1-3). Selles olekupiirkonnas ületab ideaalse gaasi maht reaalse gaasi mahu. zp -diagrammil vastab see ala piirkonnale $z=1$ kuni Boyle'i punktini. Molekulide edasisel üksteisele lähene-misel hakkavad ülekaalu omandama tõukejõud (punktis n on tõm-bejõud võrdsed tõukejõududega), takistades mahu edasist vähene-mist. Molekulide vahekauguste piirkonnas $h < h_0$ suurenevad tõuke-jõud h vähenemisel väga järsult. Seetõttu lähenevad isothermjooned zp -diagrammil Boyle'i punktist paremal uuesti ideaalse gaasi iso-termile ($z=1$) ning pärast viimasega lõikumist on reaalse gaasi maht juba ideaalse gaasi mahust suurem.

1-11. Van der Waalsi võrrand

Reaalsete gaaside termiliste olekuparameetrite omavaheliseks sidu-miseks on erinevatel aegadel teadlaste poolt soovitatud väga mit-mesuguse kujuga võrrandeid, nn. reaalsete gaaside termilisi oleku-võrrandeid. Praegu on tuntud ligikaudu 200 sellist võrrandit. Üheks klassikaliseks reaalsete gaaside termiliseks olekuvõrrandiks on 1873. a. *J. D. van der Waalsi* poolt esitatud võrrand. Vaatamata van der Waalsi võrrandi lihtsale kujule, kirjeldab ta kvalitatiivselt küllaltki hästi reaalsete gaaside üldomadusi.

Van der Waalsi võrrandi tuletamise aluseks on molekulidevahe-liste jõudude lihtsustatud skeem (punktiirjoon *c-d-a* joonisel 1-3). Toodud skeem võimaldab vaadelda tõmbe- ja tõukejõudude mõju teineteisest sõltumatutena. Tõukejõudude sõltumatust molekulide vahekaugustest (joon *a-d*) väljendab vahe $v-v_{ef}=b$, kus v tähistab süsteemi kogu mahtu (erimaht) ja konstant b minimaalset mahtu, mille süsteem võib saavutada lõpmata suurel rõhul. Konstant b sõltub aine omadustest.

Molekulidevahelisi tõmbejõude (joon *d-c*) arvestatakse rõhu vähenemise teel suuruse $\Delta p=p'-p$ võrra. Siinjuures on p gaasi piirdepindadele mõjuv rõhk ning p' sama suurus juhul, kui puu-duks molekulidevaheline tõmbejõud. Rõhkude vahe Δp kujutab gaasi siserõhku. Esimeses lähenduses võib siserõhu lugeda proport-sionaalseks tiheduse ruuduga*, s. t. $\Delta p \sim (a/v^2)$, kus a lähistab ainek sõltuvat tegurit. Eelneva põhjal saame, et

$$(p + \Delta p) v_{ef} = RT \quad (1-62)$$

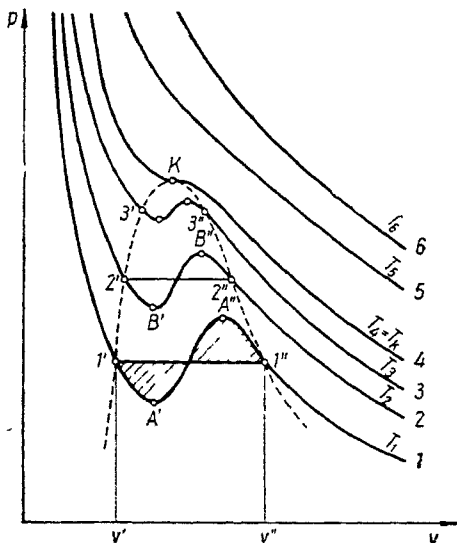
* On eeldatud, et molekulidevaheline tõmbejõud on proportsionaalne nende masside korrutisega ja pöördvõrdeline molekulide vahelise kauguse ruuduga.

ehk

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT. \quad (1-63)$$

Viimane võrrand ongi van der Waalsi võrrandiks. Peale mõningaid teisendusi võib võrrandile (1-63) anda kuju

$$v^3 - \left(b + \frac{RT}{p}\right)v^2 + \frac{a}{p}v - \frac{ab}{p} = 0. \quad (1-64)$$



Joonis 1-4. Van der Waalsi võrrandi lahendite kujutamise p - v -tasapinnal.

Van der Waalsi võrrand on erimahu suhtes kuupvõrrandiks. Erinevatel temperatuuriväärtustel on võrrandil (1-64) erineva kujuga lahendid. Võrrandi (1-64) graafiline kuju mitmetel temperatuuridel on toodud p - v -diagrammina joonisel 1-4. Madalatel temperatuuridel omab võrrand kolm reaalselt lahendit, mis väljenduvad p - v -tasapinnal laineliste joontena 1, 2, 3. Temperatuuri suurenedes ($T_1 < T_2 < T_3 < \dots$) laine ekstreemumpunktide $A'A''$, $B'B''$, ... vertikaalsuunalised vahekaugused vähenevad ($A'A'' > B'B'' > \dots$). Alates teatud temperatuurist kõik kolm lahendit võrdsustuvad ning joone lainelise osa miinimum- ja maksimumpunkt ühinevad (punkt K), moodustades isotermjoone T_k käänupunkti. Punkt K vastab aine kriitilisele olekule ning ta rääglab kriitilise punkti võrrandeid (1-60). Järelikult on punkti K läbiv isoterm kriitiliseks isotermiks.

Kriitilisest temperatuurist kõrgematel temperatuuridel on van der Waalsi võrrandil üks reaali- ja kaks kompleksarvulist lahendit. Piirkonnas $T_h < T_4 < T_5 < \dots$ on isotermid p - v -tasapinnal sujuvalt muutuvateks kõverateks, mille kuju temperatuuri tõusmisel üha rohkem läheneb ideaalse gaasi isothermidele.

Temperatuuri piirkonnas $T < T_h$ ei väljenda van der Waalsi võrrand otseselt aine üleminekut ühest faasist teise. Selle ülemineku kirjeldamiseks asendatakse isothermjooned lainelises osas isobaarjootega selliselt, et oleks täidetud tingimus

$$\int_{v'}^{v''} (p - p_s) dv = 0. \quad (1-65)$$

Siinjuures tähistab p_s rõhku (küllastusrõhk), mis vastab isobaarjootele $1'-1''$, $2'-2''$, ... Selliselt saadud punkte $1'$, $2'$, $3'$, ... ühendav joon moodustab alumise piirkõvera ning punkte $1''$, $2''$, $3''$, ... ühendav joon ülemise piirkõvera.

Joonte osad $1'-A'$ ja $1''-A''$, kus rõhk on kas madalam või kõrgem küllastusrõhust p_s , väljendavad vastavalt ülekuumendatud vedeliku ja ülekuillastunud auru olekut. Need aine olekud ei ole püsivad ega vasta stabiilsele faasidevahelisele termodünaamilisele tasakaalule.

Lähtudes kriitilise punkti võrranditest, on võimalik saada seosed aine kriitiliste termiliste olekuparameetrite ja van der Waalsi võrrandi konstantide a ja b vahel. Selleks avaldame võrrandi (1-63) kujul:

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}. \quad (1-66)$$

Diferentseerides avaldist (1-66) erimahu järgi püsival temperatuuril ja arvestades kriitilise punkti tingimustega, saame

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T &= -\frac{RT}{(v-b)^2} + 2\frac{a}{v^3} = 0 \\ \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2} \right)_T &= 2\frac{RT}{(v-b)^3} - 6\frac{a}{v^4} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-67)$$

Võrrandisüsteemi (1-67) lahendiks on

$$\left. \begin{aligned} v_h &= 3b \\ p_h &= \frac{a}{27b^2} \\ T_h &= \frac{8}{27} \frac{a}{bR} \end{aligned} \right\} \quad (1-68)$$

samuti

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{27}{64} \frac{(RT_h)^2}{p_h} \\ b &= \frac{1}{8} \frac{RT_h}{p_h} \end{aligned} \right\} \quad (1-69)$$

1-12. Beattie'i-Bridgemani võrrand

Van der Waalsi võrrand kirjeldab kvalitatiivselt küllalt hästi reaalseste gaaside omadusi, kuid kvantitatiivsed tulemused erinevad tunduvalt katsetega saadud andmetest. Viimane asjaolu kitsendab van der Waalsi võrrandi kasutamise piirkonda.

Reaalsete gaaside omaduste kirjeldamisel võib saada suuremat täpsust, kui van der Waalsi võrrandi asemel, mis sisaldab kahte konstanti (välja arvatud gaasikonstant), kasutada suurema konstantide arvuga võrrandeid. Konstantide arvu suurendamine võimaldab paremini arvestada aine molekulidevaheliste potentsiaalsete jõudude mõju ning seega täpsemini kirjeldada sõltuvust $E=E(h)$ (vt. joonis 1-3) ja loobuda lihtsustustest, mida kasutati van der Waalsi võrrandi tuletamisel. Üheks selliseks tuntumaks võrrandiks on Beattie'i-Bridgemani võrrand. See sisaldab viit ainet iseloomustavat konstanti. Võrrand omab kuju:

$$z = \frac{pv}{RT} = \left[1 + \frac{B_0}{v} \left(1 - \frac{b}{v} \right) \right] \left(1 - \frac{C}{v^2} T^3 \right) - \frac{A_0}{v} \left(1 - \frac{a}{v} \right). \quad (1-70)$$

Võrrand (1-70) annab katseandmetega hästi kokkulangevaid tulemusi kriitilisest rõhust väiksematel rõhkudel.

Teoreetiliselt põhjendatumaks reaalsete gaaside termilise oleku võrrandiks on võrrand, mis annab teguri z funktsioonina gaasi tihedusest astmete reana*:

$$z = 1 - \sum_{i=1}^n \frac{i}{1+i} \alpha_i v^{-i}. \quad (1-71)$$

Võrrandis esinevaid suurusi $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ nimetatakse viriaalteguriteks.

Võrrandist (1-71) selgub, et erimahu lõpmata suurel väärtusel $z=1$ (kõik reaalsed gaasid alluvad ülihõredas seisundis ideaalse gaasi termilisele olekuvõrrandile). Viriaaltegurite arv valitakse lähtudes soovitatavast täpsusest.

Viriaaltegurid sõltuvad ainult temperatuurist ning neid saab täpselt arvutada, kui on teada antud aine jaoks sõltuvus $E=E(h)$.

* Võrrandit (1-71) tuntakse ka Mayer-Bogoljubovi võrrandina.

Kuna funktsiooni $E=E(h)$ analüütiline määramine on väga keerukas, siis leitakse viriaaltegurid sageli empiirilisel. Sellisel juhul ei väljendata tegureid $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ mitte molekulidevaheliste energetiliste seostega, vaid määratakse otseselt katseandmetest. Olgugi, et niimoodi saadud viriaaltegurid omavad empiirilist iseloomu, on nende määramise aluseks siiski teoreetiliselt põhjendatud termiline olekuvõrrand (1-71).

Van der Waalsi võrrand on võrrandi (1-71) erijuhuks. Piirdudes ainult ühe viriaalteguriga, saame

$$z = 1 - \frac{1}{2} \alpha_1 v^{-1}.$$

On võimalik näidata, et $\alpha_1 = -2b + \frac{2a}{RT}$. Sellisel juhul

$$z = \left(1 + \frac{b}{v}\right) - \frac{a}{RTv}.$$

Küllalt väikestel tihedustel $1 + \frac{b}{v} \approx \frac{v}{v-b}$ ning viimasest avaldisest järeldubki, et

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT.$$

1-13. Reaalsete gaaside dimensioonita termiline olekuvõrrand

Reaalsete gaaside termilised olekuvõrrandid sisaldavad kas suuremal või vähemal arvul ainet sõltuvaid tegureid. Van der Waalsi võrrandis on mainitud konstantideks a ja b . Kui teatud ainete grupp allub mingile termilisele olekuvõrrandile (näiteks van der Waalsi võrrandile), siis on võimalik esitada ta dimensioonita kujus selliselt, et talle alluksid kõik vaadeldava grupi ained ühtselt. See võimaldab termilisest olekuvõrrandist elimineerida ainet iseloomustavad konstandid.

Kuna iga aine omab ainult talle iseloomulikke kriitilisi termilisi olekuparameetreid, siis on otstarbekas kasutada dimensioonita termilisi olekuparameetreid kujus:

dimensioonita rõhk — $\pi = (p/p_k)$;

dimensioonita maht — $\varphi = (v/v_k)$;

dimensioonita temperatuur — $\tau = (T/T_k)$.

Kui oletada, et vaadeldav ainete grupp allub van der Waalsi võrrandile, siis valemite (1-68) põhjal võime kirjutada: $p = \frac{1}{27} \times \frac{a}{b^2} \pi$, $v = 3b\varphi$ ja $T = \frac{8}{27} \frac{a}{Rb} \tau$. Asetades need suurused võrrandisse (1-63), saame

$$\left(\pi + \frac{3}{\varphi^2}\right)(3\varphi - 1) = 8\tau. \quad (1-72)$$

Võrrand (1-72) ongi van der Waalsi termilise olekuvõrrandi dimensioonita kujuks ning talle alluvad ühtselt kõik reaalsed gaasid (muidugi siis, kui reaalne gaas üldse allub van der Waalsi võrrandile).

Aine dimensioonita olekuvõrrandite olemasolu võimaldab formuleerida ainete vastavate olekute seaduse: kui kaks või enam üheselt dimensioonita termilisele olekuvõrrandile alluvat ainet omavad kolmest kaks võrdset dimensioonita termilist olekuparameetrit, siis on neil ainetel võrdne ka kolmas dimensioonita termiline olekuparameeter.

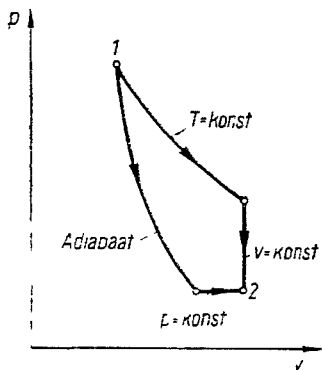
Ainete vastavate olekute seaduse põhjal saame omakorda formuleerida ainete termodünaamilise sarnasuse mõiste. Termodünaamiliselt sarnasteks aineteks nimetatakse selliseid aineid, mis alluvad vastavate olekute seadusele ning koos sellega ka ühele ja samale dimensioonita termilisele olekuvõrrandile. Tänu ainete termodünaamilisele sarnasusele on ühe teadaoleva aine omaduste kaudu võimalik määrata teise aine omadusi. Näiteks termodünaamiliselt sarnaste ainete omadused on väljendatavad ühtsete kõveratena koordinaadistikus $\pi = \pi(\varphi, \tau)^*$, olgugi et seejuures sõltuvus $p = p(v, T)$ on iga antud grupis oleva aine jaoks erinev.

1-14. Termodünaamiline protsess

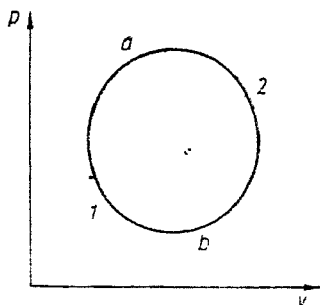
Termodünaamilist süsteemi mõjutava väliskeskkonna parameetrite muutumisel muutub ka süsteemi olek ning süsteemi olekut iseloomustavad sisemised olekuparameetrid, mis erinevatel ajamomentidel omandavad erinevaid väärtusi. Termodünaamiliseks protsessiks nimetataksegi termodünaamilises süsteemis toimuvaid järjestikulisi olekumuutusi.

Olenevalt termodünaamilise süsteemi omadustest ja väliskeskkonna parameetritest võib väliskeskkond süsteemi mõjutada väga mitmeti. Vastavalt sellele võib termodünaamilise süsteemi üleminek ühest olekust teise toimuda samuti väga mitmesuguste termodünaamiliste protsessidena. Näiteks, olgu meil vaja viia termodünaamiline süsteem olekust 1 (rõhuga p_1 ja erimahuga v_1) olekusse 2 (rõhuga p_2 ja erimahuga v_2). Vaatleme kahte võimalust. Esimesel juhul viime termodünaamilise süsteemi püsivtemperatuuriliselt (isotermiliselt) mahuni v_2 ning hiljem püsivmahuliselt (isohooriliselt) olekusse 2. Teisel juhul võime termodünaamilise süsteemi viia adiabaatiliselt (väliskeskkonnast soojuslikult isoleeritud olukorras) mingisse vahepealsesse olekusse ning sealt edasi püsivrõhuliselt (isobaariliselt) lõppolekusse 2.

* Praktikas kasutatakse funktsiooni $\pi = \pi(\varphi, \tau)$ asemel enamasti sõltuvust $z = z(\pi, \varphi)$.



Joonis 1-5. Termodünaamiliste protsesside kujutamine p v -diagrammil.



Joonis 1-6. Ringprotsessi kujutamine p v -diagrammil.

Termodünaamilise protsessi käiku väljendatakse tavaliselt mingite olekuparameetrite seosena, mis antakse kas analüütiliselt või graafiliselt. Kui kirjeldatud termodünaamilisi protsesse väljendada rõhu ja erimahu vahelise seosena $p=p(v)$, saame neid graafiliselt kujutada p v -koordinaadistikus, nagu see on näidatud joonisel 1-5.

Termodünaamilist protsessi, mille käigus igal ajamomendil on tagatud termodünaamilisele tasakaalule väga lähedane olek, nimetatakse kvaasistaatiliseks protsessiks. Termodünaamiline protsess on seda lähedasem absoluutselt tasakaalus olevale protsessile, mida aeglasemalt toimub termodünaamilise süsteemi oleku muutus. Ilmselt on lõpmata aeglaselt toimuvate protsesside puhul (piiriline juhus) kogu protsessi jooksul tagatud termodünaamiline tasakaal. Termodünaamilise protsessi kvaasistaatilisuse tingimuseks on see, et süsteem, mingi meelevaldse parameetri muutus ajas oleks tunduvalt väiksem sama parameetri muutuse keskmisest kiirusest süsteemi relaksatsioonil. Tähistades vaadeldava parameetri a -ga ja relaksatsiooni aja τ_r -ga, siis kvaasistaatilistes protsessides

$$\frac{da}{d\tau} \ll \frac{\Delta a}{\tau_r}, \quad (1-73)$$

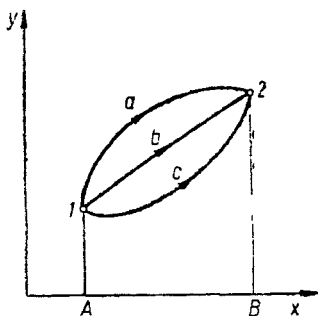
kus Δa tähistab parameetri a muutust süsteemi relaksatsiooni vältel.

Termodünaamiliste protsesside hulgas omavad erilist kohta ringprotsessid. Ringprotsessiks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, mille käigus termodünaamiline süsteem, läbides järjestikku mitmed olekud, suundub tagasi lähteolekusse. Ringprotsessid on kujutatavad olekudiagrammidel kinniste kontuuridena (v. t. kontuur $1a2b1$ joonisel 1-6).

1-15. Oleku- ja protsessifunktsioonid

Olekufunktsioonideks nimetatakse selliseid suurusi, mis ei sõltu termodünaamilisest protsessist, vaid on määratud ainult süsteemi olekuga. Protseessifunktsioonideks on aga suurused, mis sõltuvad termodünaamilise protsessi käigust, s. t. sõltuvad sellest, kuidas termodünaamiline süsteem läheb algolekust lõppolekusse.

Valime termodünaamilist protsessi iseloomustavateks sõltumata parameetriteks x ja y . Iseloomustagu süsteemi algolekut olek $1 \equiv (x_1, y_1)$. Viime termodünaamilise süsteemi mitmete erinevate termodünaamiliste protsesside vahendusel ühte ja samasse lõppolekusse $2 \equiv (x_2, y_2)$. Kujutagu neid erinevaid termodünaamilisi protsesse joonisel 1-7 jooned $1a2$, $1b2$, $1c2$ jne.



Joonis 1-7. Oleku- ja protseessifunktsioonide mõistet selgitav diagramm.

Olekufunktsiooni korral peab olema täidetud tingimus

$$(a) \int_{(1)}^{(2)} y(x) dx = (b) \int_{(1)}^{(2)} y(x) dx = (c) \int_{(1)}^{(2)} y(x) dx = \dots, \quad (1-74)$$

protseessifunktsiooni puhul aga

$$(a) \int_{(1)}^{(2)} y(x) dx \neq (b) \int_{(1)}^{(2)} y(x) dx \neq (c) \int_{(1)}^{(2)} y(x) dx \neq \dots \quad (1-75)$$

Protseessifunktsiooni näiteks võib olla protsessijooned ja x -telje vaheline pindala, kus $\square A1a2BA > \square A1b2BA > \square A1c2BA$.

Olgu parameetritest x ja y sõltuvaks suuruseks $P(x, y)$. Seejuures $P(x, y)$ võib olla nii oleku- kui protseessifunktsioon. Oleku- ja protseessifunktsioonide põhiomaduse selgitamiseks vaatleme funktsiooni $P(x, y)$ diferentsiaali:

$$dP(x, y) = X(x, y) dx + Y(x, y) dy. \quad (1-76)$$

Olekufunktsiooni korral vastavalt seosele (1-74):

$$(a) \int_{(1)}^{(2)} X(x, y) dx + Y(x, y) dy = (b) \int_{(1)}^{(2)} X(x, y) dx + Y(x, y) dy \quad (1-77)$$

chk

$$\begin{aligned} (a) \int_{(1)}^{(2)} X(x, y) dx + Y(x, y) dy + (b) \int_{(2)}^{(1)} X(x, y) dx + Y(x, y) dy = \\ = \int_D X(x, y) dx + Y(x, y) dy = 0. \end{aligned} \quad (1-78)$$

Kuna Greeni valemi põhjal

$$\begin{aligned} \int_D X(x, y) dx + Y(x, y) dy = \\ = \iint \left[\frac{\partial Y(x, y)}{\partial x} - \frac{\partial X(x, y)}{\partial y} \right] dx dy, \end{aligned} \quad (1-79)$$

siis järeldub viimasest avaldisest, et $P(x, y)$ on olekufunktsioon ainult järgmise tingimuse korral:

$$\frac{\partial X(x, y)}{\partial y} = \frac{\partial Y(x, y)}{\partial x}. \quad (1-80)$$

Tingimus (1-80) tähendab seda, et olekufunktsiooni korral joonintegraal $P(x, y)$ -st sõltub ainult tema alg- ja lõppväärtusest (termodünaamilise süsteemi alg- ja lõppolekust) ning $dP(x, y)$ on täisdiferentsiaal:

$$dP(x, y) = \frac{\partial P(x, y)}{\partial x} dx + \frac{\partial P(x, y)}{\partial y} dy. \quad (1-81)$$

Avaldiste (1-76) ja (1-81) võrdlemisest järeldub, et

$$X(x, y) = \left[\frac{\partial P(x, y)}{\partial x} \right]_y, \quad (1-82)$$

ja

$$Y(x, y) = \left[\frac{\partial P(x, y)}{\partial y} \right]_x. \quad (1-83)$$

Meie poolt termodünaamilise süsteemi iseloomustamiseks kasutatud suurustest on olekufunktsioonideks kõik termilised olekuparameetrid (erimaht, rõhk ja temperatuur).

¹ Siin ja edaspidi tähistab sümbol \int_D ringintegraali.

Kui funktsioon $P(x, y)$ ei oma täisdiferentsiaali, siis võib alati leida sellise integreerimiskordaja $\mu(x, y)$, millega suurus $X(x, y)$ ja $Y(x, y)$ korrutades $P(x, y)$ muutub täisdiferentsiaaliks ning täidab tingimust:

$$\frac{\partial}{\partial y} \mu(x, y) X(x, y) = \frac{\partial}{\partial x} \mu(x, y) Y(x, y). \quad (1-84)$$

1-16. Termodünaamilise keha termiliste olekuparameetrite osatuletised

Termodünaamilise keha kolmest termilisest olekuparameetrist sõltumatute suurustena võivad esineda kaks meelevaldset paari. Vastavalt sellele võime seose (1-81) põhjal kirjutada:

$$\left. \begin{aligned} p &= p(T, v), & dp &= \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T dv \\ v &= v(T, p): & dv &= \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp \\ T &= T(p, v); & dT &= \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp + \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv \end{aligned} \right\} \quad (1-85)$$

Valemities (1-85) esinevast kuuest osatuletisest on kolmel iseisev tähendus. Ülejäänud kolm on nende pöördväärtused. Iseisvas tähenduses vaadeldakse tavaliselt osatuleti $(\partial v / \partial T)_p$, $(\partial v / \partial p)_T$ ja $(\partial p / \partial T)_v$. Neid nimetatakse termiliste olekuparameetrite põhiosatuletisteks. Põhiosatuletiste vahel kehtib kindel matemaatiline seos, s. t. kui kaks on teada, siis kolmas on nende kaudu määratav.

Kui termodünaamilise süsteemi rõhk jääb ülejäänud parameetrite muutumisel konstantseks, siis (1-85) esimesest võrrandist järeldub, et

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = 0 \quad (1-86)$$

ehk

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = - \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T}. \quad (1-87)$$

Termodünaamilise keha termiliste olekuparameetrite põhiosatuletised omavad kindlaid füüsikalisi tähendusi. Näiteks osatuleti $(\partial v / \partial T)_p$ iseloomustab termodünaamilise keha erimahu muutumist temperatuuri muutumisel konstantsel rõhul.

Kasutatakse järgmisi termodünaamilise keha rõhu ja mahu muutust iseloomustavaid tegureid, nn. termilisi tegureid:

1) isobaariline paisumistegur

$$\alpha = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p, \quad (1-88)$$

2) isotermiline paisumistegur

$$\kappa = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T, \quad (1-89)$$

3) elastsus- ehk isohooriline rõhutegur

$$\beta = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v. \quad (1-90)$$

Tegurid α , κ ja β on omavahel seotud suurused. Valemite (1-88) – (1-90) põhjal: $(\partial v / \partial T)_p = \alpha v$, $(\partial v / \partial p)_T = \kappa v$ ja $(\partial p / \partial T)_v = \beta p$.

Asetades need suurused avaldise (1-87), saame

$$\beta = - \frac{\alpha}{\kappa p}. \quad (1-91)$$

Järgnevalt arvutame tegurite α , κ ja β väärtused ideaalsele gaasile.

Vastavalt valemile (1-31) $(\partial v / \partial T)_p = (v/T)$ ja $(\partial v / \partial p)_T = - (v/p)$.

Järelikult

$$\alpha = \frac{1}{T} \quad (1-92)$$

ja

$$\kappa = - \frac{1}{p}. \quad (1-93)$$

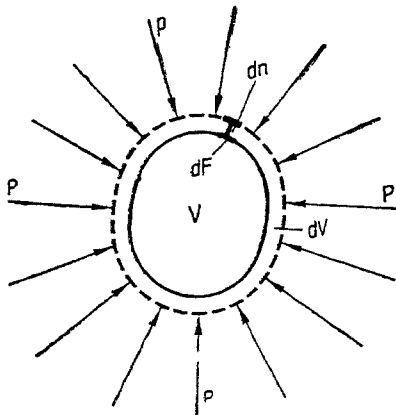
Seosest (1-91) järgneb samuti, et

$$\beta = \frac{1}{T}. \quad (1-94)$$

2. Põhimõisted, termodünaamika 2. põhiseadused

2-1. Absoluutne mehaaniline töö

Olgu antud materiaalselt suletud termodünaamiline süsteem mahuga V , s. t. selline süsteem, millel puudub termodünaamilise keha juurde- ja äravool (joonis 2-1). Sellise süsteemi näiteks võib olla liikuva kolviga suletud silindris olev gaas. Eeldame vaadeldava süsteemi mehaanilist tasakaalu (süsteemi rõhk on võrdne



Joonis 2-1 Mehaanilise töö
välismi tuletamist selgitav
skeem.

väliskeskonna rõhuga). Muutugu termodünaamilise süsteemi maht kvaasistaatilises protsessis dV võrra. Eraldame termodünaamilist süsteemi väliskeskonnast eraldaval pinnal pinnaelemendi suurusega dF . Süsteemi mahu muutumisel nihkub märgitud pinnaelement pinnanormaali suunas pikkuse dn võrra. Pinnaelemendi

dF nihkumisel pikkuse dn võrra termodünaamilise süsteemi poolt tehtud elementaarne mehaaniline töö võrdub:

$$dL = \int_{\vec{F}} p dF dn. \quad (2-1)$$

Kuna $\int_{\vec{F}} dF dn = dV$, siis töö, mille teeb termodünaamiline süsteem elementaarse mahumuutuse dV tagajärjel, avaldub järgmiselt:

$$dL = p dV. \quad (2-2)$$

Tavaliselt arvutatakse töö termodünaamilise keha massiühiku kohta. Sellisel juhul ($l = (L/M)$)

$$dl = p dv \quad (2-3)$$

ehk kui termodünaamilise keha erimaht muutub v_1 -lt v_2 -le, siis

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (2-4)$$

Valemitega (2-1) — (2-4) avalduvat tööd nimetatakse absoluutseks mehaaniliseks tööks ehk lihtsalt mehaaniliseks tööks.

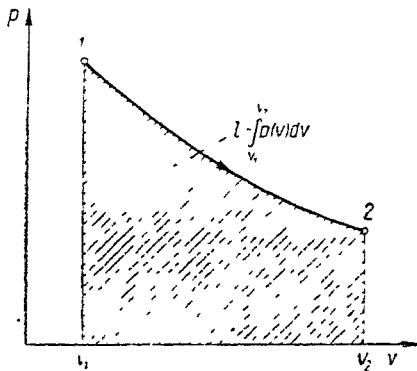
Töö põhimõõtühikuks on $N \cdot m = J$, avaldatuna 1 kg termodünaamilise keha kohta aga J/kg .

Tuleb rangelt meeles pidada, et mehaanilise töö mõiste on seotud materiaalselt suletud termodünaamilise süsteemiga, s. t. sellise süsteemiga, kuhu ei ole termodünaamilise keha juurde ega ära voolu. Kuna mehaaniline töö tehakse suletud süsteemi poolt teda väliskeskkonnast eraldavate pindade asendi muutuse tagajärjel (süsteemi deformatsioon), siis nimetatakse mehaanilist tööd ka deformatsioonitööks.

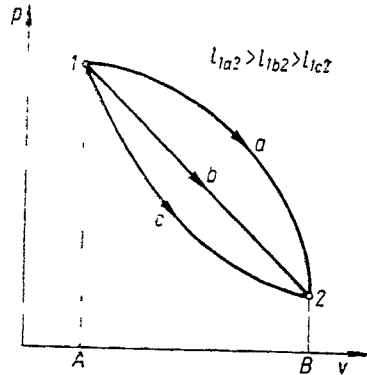
Termodünaamilise süsteemi poolt tehtava mehaanilise töö arvutamiseks peame teadma rõhu ja erimahu vahelist funktsionaalset sõltuvust vaadeldavas termodünaamilises protsessis. Kui selline sõltuvus on teada, näiteks analüütilise funktsioonina $p = p(v)$, siis mehaaniline töö

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p(v) dv. \quad (2-5)$$

Sõltuvuse $p = p(v)$ graafiliseks kujutamiseks kasutatakse termodünaamikas ulatuslikult p - v -diagrammi. Tähistagu punkt 1 joonisel 2-2 termodünaamilise keha alg- ning punkt 2 lõppolekut. Termodünaamilise keha poolt tehtud mehaaniline töö on p - v -dia-



Joonis 2-2. Mehaanilise töö graafiline määramine p v -diagrammil.



Joonis 2-3. Mehaanilist töö kui protsessifunktsiooni selgitav diagramm.

grammil kujutatav protsessijoonel 1-2 ja horisontaaltelje vahelise pindalana (valem (2-5), joonisel viirutatud pind).

Mehaaniline töö loetakse positiivseks, kui see tehakse termodünaamilise keha paisumisel ($dv > 0$), negatiivseks aga siis, kui termodünaamilise keha maht väheneb ($dv < 0$). Termodünaamilise protsessi kulgemisel p v -diagrammil vasakult paremale on töö positiivne, protsessijoonel kulgemisel paremalt vasakule — negatiivne.

Joonisel 2-3 esitatud p v -diagrammilt selgub, et erinevates termodünaamilistes protsessides ($1a2$, $1b2$, $1bc$, ...), mille puhul termodünaamilise keha alg- ja lõppolekud ühtivad, tehtud tööd on erinevad. Ilmselt $l_{1a2} > l_{1b2} > l_{1c2} > \dots$. Järelikult ei sõltu termodünaamilise keha poolt tehtav töö mitte ainult keha alg- ja lõppolekust, vaid ka termodünaamilise protsessi iseloomust, sellest, kuidas termodünaamiline keha siirdub algolekust lõppolekusse. Õeldust selgub otseselt, et termodünaamilises protsessis tehtav töö on protsessifunktsioon.

Termodünaamilises süsteemis võib peale mahu muutuse (mehaaniline töö) toimuda veel rida teisi muutusi, mis on seotud pindpinevus-, elektriliste, magnetiliste jt. jõududega. Sellisel juhul avaldub töö järgmise valemiga:

$$dl = \sum_{i=1}^n X_i dx_i, \quad (2-6)$$

kus X_i — üldistatud jõud,
 x_i — välisparameeter (nihe).

Mehaanilise töö korral $X = p$ ja $x = v$. Pindpinevusjõu töö $dl = \sigma dF$, kus σ on pindpinevustegur ja F — pind.

2-2. Tehniline töö

Soojusjõumasinate toimivate termodünaamiliste protsesside analüüsil ei ole alati otstarbekas kasutada mehaanilise töö mõistet, kuna ta on seotud materiaalselt suletud termodünaamilises süsteemis toimivate protsessidega. Juhul kui termodünaamiline keha läbib süsteemi pideva voolusena (joonis 2-4), koosneb süsteemist saadav töö keha sisenemis-, väljumis- ja mehaanilise töö algebraalisest summast

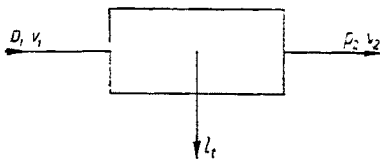
$$l_t = l_s + l + l_v. \quad (2-7)$$

Valemiga (2-7) avalduvat tööd nimetatakse tehniliseks ehk kasulikuks välitööks.

Tähistades termodünaamilise keha rõhu ja erimahu süsteemi sisenemisel vastavalt p_1 ja v_1 , avaldub sisenemistöö $l_s = p_1 v_1$. Termodünaamiline keha teeb süsteemist väljumisel töö $l_v = -p_2 v_2$, kus p_2 ja v_2 tähistavad vastavalt termodünaamilise keha rõhku ja erimahtu süsteemist väljumisel. Mehaaniline töö $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$. Tehes vastavad asendused avaldisse (2-7), saame

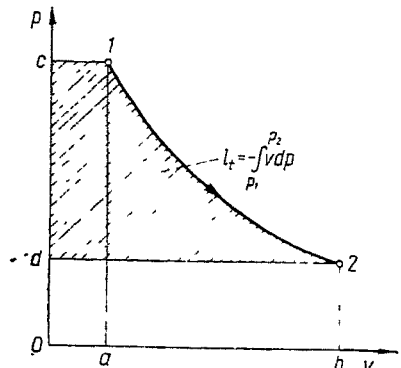
$$l_t = p_1 v_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv - p_2 v_2. \quad (2-8)$$

Esitame tehnilise töö graafilise kujutise pv -diagrammil (joonis 2-5). Väljendagu joon 1-2 termodünaamilise keha paisumist mingisuguses termodünaamilises protsessis. Seejuures väljendub termodünaamilise keha sisenemistöö l_s pindalana $\square Oc1aO$, mehaaniline töö $l = \square a12ba$ ja väljumistöö $l_v = \square b2dOb$. Järelikult, valemiga



Joonis 2-4. Tehnilise töö valemiga tuletamist selgitav skeem.

Joonis 2-5. Tehnilise töö graafiline määramine pv -diagrammil.



(2-8) avaldatud tehniline töö võrdub p - v -diagrammil protsessijoone 1-2 ja rõhutelje vahelise pindalaga $l_t = \square C12dC$ (viirutatud pind). Tehtud graafilise interpretatsiooni alusel võime tehnilise töö avaldada analüütiliselt valemiga

$$l_t = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (2-9)$$

Valemis (2-9) esineb miinusmärk seetõttu, et termodünaamilise keha tehnilise töö loeme positiivseks kui protsessis rõhk langeb, s. t. rõhudiferentsiaal on negatiivne. Tehnilise töö diferentsiaal vastavalt valemile (2-9)

$$dl_t = -v dp. \quad (2-10)$$

2-3. Siseenergia

Energia on materiaalse liikumise üldiseks vormiks. Energia eri liigid, nagu kineetiline energia, elektrienergia, siseenergia jne., on otseselt seotud kehade teatud liikumisolekuga. Keha energia üleminek ühest vormist teise väljendab üldises mõttes liikumisvormi muutust. Vastavalt energia jäävuse ja muundumise seadusele võib energia üle minna ühest liigist teise ainult rangetes kvantitatiivsetes vahekordades.

Meelevaldne termodünaamiline süsteem omab antud olekus kindla energiavaru, mis koosneb süsteemi kui terviku kineetilisest energiast, potentsiaalsest energiast (süsteemile mõjub mingisugune jõuväli) ja siseenergiast. Viimane ei ole seotud süsteemi kui terviku liikumisega ega ka talle mõjuva jõuväljaga, vaid ta koosneb osakeste translatoorse ja rotatoorse liikumise, osakeste omavahelise asendi, molekulide ja aatomite võnkumise energiatega summast. Juhul kui termodünaamiline süsteem on väliskeskkonnast täielikult isoleeritud ja tervikuna ei liigu, võrdub tema energia siseenergiaga.

Ideaalne gaas koosneb teatavasti ainult elastsetest materiaalsest punktidest, mille vahel puuduvad vastastikused jõud. Seetõttu võrdub ideaalse gaasi siseenergia kõigi molekulide kineetilise energia summaga. Kasutades ideaalse gaasi molekulaar-kineetilise teooria põhivõrrandit (1-8), saame

$$U = N \frac{m\bar{w}^2}{2} = \frac{3}{2} NkT,$$

kus U tähistab ideaalse gaasi siseenergiat.

Siseenergia mõõtühikuks, nagu iga teise energialiigi ja töö mõõtühikuks, on J. Siseenergia antakse tavaliselt 1 kg termodünaamilise keha kohta — $u = (U/M)$ J/kg.

Viimasest avaldisest nähtub, et ideaalse gaasi siseenergia sõltub ainult temperatuurist.

Energia mõiste (antud juhul siseenergia) on otseselt seotud tööga. Selle selgitamiseks vaatleme mehaaniliselt elastsete seintega, kuid soojuslikult väliskeskkonnast isoleeritud suletud termodünaamilist süsteemi. Väliskeskkonna rõhu muutumisel süsteem deformeerub ning teeb mehaanilist tööd. Kui süsteemi ja väliskeskkonna vahel valitseb üksnes mehaaniline vastasmõju, siis vastavalt energia jäävuse ja muundumise seadusele võrdub süsteemis esinev siseenergia muutus süsteemi poolt tehtava tööga, s. t. $\Delta u = l$. Proportsionaalselt süsteemi poolt tehtava tööga muutub ka keha temperatuur (ideaalse gaasi korral).

Reaalsete ainete molekulide vahel, olenevalt nende vastastikusest asendist, esinevad kas tõmbe- või tõukejõud. Sellisel juhul lisandub molekulide kineetilisele energiale veel nende potentsiaalne energia. Seepärast sõltub reaalsete gaaside (kehade) siseenergia mitte ainult temperatuurist, vaid ka rõhust (erimahust).

Antud olekus võib termodünaamilisel süsteemil olla ainult üks kindel siseenergia väärtus. Sellest järeldub, et siseenergia on olekufunktsioon. Vaadeldes siseenergiat sõltuvana temperatuurist ja välistest parameetritest (maht, jõuväljad jt.) x_1, x_2, \dots $- U = U(T, x_1, x_2, \dots)$ ning tuginedes valemile (1-81), võime kirjutada

$$\begin{aligned} dU &= \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{x_1, x_2, x_3, \dots} dT + \left(\frac{\partial U}{\partial x_1} \right)_{T, x_2, x_3, \dots} dx_1 + \left(\frac{\partial U}{\partial x_2} \right)_{T, x_1, x_3, \dots} dx_2 = \\ &= \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{x_1, x_2, x_3, \dots} dT + \sum_{(i)} \left(\frac{\partial U}{\partial x_i} \right) dx_i. \end{aligned} \quad (2-11)$$

Kui süsteemi olek on määratud termilise olekuvõrrandiga $F(p, v, T) = 0$, siis

$$\left. \begin{aligned} u &= u(T, v); & du &= \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \\ u &= u(T, p); & du &= \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T dp \\ u &= u(p, v); & du &= \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_v dp + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p dv \end{aligned} \right\} \quad (2-12)$$

Valemities (2-12) $(\partial u / \partial T)_v$, $(\partial u / \partial v)_T$, ... tähistavad vastavalt siseenergia osatuletist temperatuuri järgi püsival mahul, siseenergia osatuletist erimahu järgi püsival temperatuuril jne.

Kuna ideaalsete gaaside siseenergia sõltub ainult temperatuurist, siis valemities (2-12) esinevad liikmed $(\partial u / \partial v)_T = (\partial u / \partial p)_T = 0$. Järelikult ideaalse gaasi puhul

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT. \quad (2-13)$$

Termodünaamilise süsteemi üleminekul olekust 1 olekusse 2 esineb siseenergia muutus

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{(1)}^{(2)} du, \quad (2-14)$$

kus u_1 ja u_2 tähistavad vastavalt termodünaamilise süsteemi siseenergiat olekus 1 ja 2.

Kuna siseenergia on olekufunktsioon, siis Δu väärtus ei sõltu sellest, millised vahepealsed olekud läbis keha üleminekul algolekust lõppolekusse ning integraali $\int_{(1)}^{(2)} du$ väärtus ei sõltu integreerimistest. Samuti

$$\int_D du = 0. \quad (2-15)$$

Järelikult, siseenergia kui olekufunktsiooni muutus ringprotsessides võrdub nulliga.

2-4. Soojus

Uheks kehadevaheliseks vastasmõju viisiks on nendevaheline energiavahetus, mille tulemusena muutuvad energiad vahetavate kehade olekud. Süsteemi ja väliskeskkonna vahel võib esineda kaks energiavahetuse vormi. Esimeseks mooduseks on energia ülekande töö vormis. See energia ülekandevorm on seotud termodünaamilise süsteemi väliste parameetrite muutustega või kehade ümberpaiknemisega ruumis. Töö on makrosuuruseks.

Teine energia ülekandevorm seisneb energia otseses üleminekus ühelt kehalt teisele ilma väliste parameetrite muutusteta (kõrgema temperatuuriga kehalt madalama temperatuuriga kehale) nende vahetu kokkupuute või kiirusülekande tingimustes. Tähendatud ülekandevormis üleantud energiad, mis ei ole seotud süsteemi väliste parameetrite muutustega, nimetatakse soojuseks, protsessi ennast aga soojusülekandeks ehk soojusvahetuseks. Soojuse vormis ülekantud energia hulka nimetatakse soojushulgaks. Soojushulga (Q) mõõtühikuks on J . Soojushulka ühe kg termodünaamilise keha kohta ($q = (Q/M)$) mõõdetakse ühik J/kg. Soojushulka, mille termodünaamiline süsteem saab väliskeskkonnalt, loetakse positiivseks; soojushulka, mida süsteem annab väliskeskkonnale — negatiivseks. Energia ülekandumine soojuse vormis on mikroprotsessiks. Esitatud soojuse definitsioonist järeldub, et energiad on võimalik soojuse kujul üle kanda ainult siis, kui selleks on olemas vajalikud tingimused (kehadevaheline temperatuuride erinevus).

Energia (näiteks termodünaamilise keha siseenergia) ei sõltu sellest, kuidas keha saavutas antud oleku, s.t. energia on alati olekufunktsioon. Soojus ja töö aga ei ole energia liigid, vaid energia ülekande võimalikud vormid ühelt kehalt teisele. Ülekande vormiga seotud suurused on protsessifunktsioonid. Termodünaamilise süsteemi antud olekule ei vasta kindlad soojuse ja töö väärtused.

Järgnevalt vaatleme soojuse mõistet ideaalse gaasi molekulaar-kineetilise teooria seisukohalt. Käne erineva temperatuuriga ideaalse gaasi kontakti viimisel (gaasid võivad olla teineteisest eraldatud soojust absoluutselt läbilaskvate seintega) väliskeskonnast mehaaniliselt isoleeritud süsteemis hakkab esimese keha temperatuur alanema ning teise keha temperatuur samaaegselt tõusma. Vastavalt ideaalse gaasi molekulaar-kineetilisele teooriale tähendab see esimese keha siseenergia vähenemist (molekulide keskmine kineetiline energia väheneb) ning teise keha siseenergia suurenemist (molekulide keskmine kineetiline energia suureneb). Seega on ideaalse gaasi temperatuuri muutus alati seotud tema siseenergia muutusega. Rõhutame, et see järeldus on rangelt kehtiv ainult ideaalsele gaasile. Näiteks vedeliku isobaarilisel aurustumisel jääb temperatuur konstantseks, kuid süsteemi siseenergia suureneb.

Energiaülekanne soojuse või töö näol ei ole samaväärne. Kui töö võib minna otseselt üle ükskõik milliseks teiseks energialiigiks (elektriline, kineetiline, siseenergia jt.), siis soojusena üleantav energia võib muunduda otseselt ainult keha siseenergiaks. Selleks et muundada soojust mingiks teiseks energialiigiks, välja arvatud siseenergia, peab ta läbima töövormi.

2-5. Termodünaamika esimene seadus

Termodünaamika esimeseks seaduseks on energia jäävuse ja muundumise seadus. Ta avastati arvukate eksperimentaalsete ja teoreetiliste uurimuste tulemusena, mille üheks järelduseks oli töö ja soojuse kvantitatiivne ekvivalentsus.

Vaatleme termodünaamilises tasakaalus olevat süsteemi. Suu- name tähendatud süsteemi elementaarse soojushulga dQ . Eeldame, et selle tulemusena muutuvad termodünaamilise süsteemi siseenergia ja maht. Kuna viimane on seotud mehaanilise tööga, siis vastavalt energia jäävuse ja muundumise seadusele:

$$dQ = dU + dL. \quad (2-16)$$

Arvutades soojushulga, siseenergia ja töö termodünaamilise keha massiühiku kohta, saame:

$$dq = du + dl. \quad (2-17)$$

Valemid (2-16) ja (2-17) on termodünaamika esimese seaduse matemaatiliseks väljenduseks diferentsiaalkujul. Lõplike vahede kaudu aga avaldub ta selliselt: $q = \Delta u + l$.

Avaldisest (2-16) järeldub, et termodünaamilisele süsteemile üleantud soojushulk kuulub tema siseenergia muutmiseks ja tööks.

Kuna $dl = pdv$, siis valem (2-17) omandab kuju:

$$dq = du + pdv. \quad (2-18)$$

Üldjuhul, kui termodünaamilises süsteemis tehakse ka mitte-mehaanilist tööd, siis vastavalt valemile (2-6), võime termodünaamika esimese seaduse avaldada matemaatiliselt sellisena:

$$dq = du + \sum_{i=1}^n X_i dx_i = du + pdv + \sum_{i=2}^n X_i dx_i. \quad (2-19)$$

Adiabaatiline termodünaamiline süsteem teeb tööd ainult süsteemi siseenergia vähenemise arvel, s. t. $dl = -du$. Olukorras, kus väliskeskonna ja termodünaamilise süsteemi vastasmõjul viimase maht ei muutu, kuulub süsteemile üleantud soojus täielikult termodünaamilise keha siseenergia suurendamiseks (valem (2-19), kui

$$\sum_{i=1}^n X_i dx_i = 0).$$

Vaadeldes termodünaamilise süsteemi siseenergiat temperatuuri ja erimahu funktsioonina, võime termodünaamika esimese seaduse avaldada allpool toodud kujul. Asendades võrrandis (2-18) $u = u(T, v)$ (avaldis (2-12)), saame

$$dq = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] dv, \quad (2-20)$$

üldjuhul aga

$$dq = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_{x_1, x_2, x_3, \dots} dT + \sum_{(i)} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x_i} \right) + X_i \right] dx_i. \quad (2-21)$$

Ideaalse gaasi puhul $(\partial u / \partial v)_T = 0$ ning võrrand (2-20) omandab järgmise kuju:

$$dq = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + pdv. \quad (2-22)$$

Kuna

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

ning ideaalsele gaasile $(\partial v / \partial p)_T = -(v/p) = -(RT/p^2)$ ja $(\partial v / \partial T)_p = (v/T) = (R/p)$, siis võime valemi (2-22) kirjutada ka selliselt

$$dq = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v + R \right] dT - v dp.$$

Analoogiliselt esitatule, kui vaadelda $u = u(p, v)$, saame:

$$dq = \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_v dp + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p + p \right] dv. \quad (2-23)$$

Kui $u = u(T, p)$, saame peale $dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp$ asendamist avaldisele (2-18) järgmise kuju:

$$dq = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T + p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \right] dp. \quad (2-24)$$

2-6. Tagastatavad ja tagastamatud termodünaamilised protsessid

Tagastatavate ja tagastamatute protsesside mõiste on tihedalt seotud termodünaamiliste protsesside kvaasistaatilisusega. Eespool märkisime, et termodünaamilises tasakaalus olevale süsteemile keh tivaid seoseid on võimalik üle kanda sellistele protsessidele, kus termodünaamilise keha olek protsessi igal ajahetkel on väga lähedane tasakaaluolekule (kvaasistaatiline protsess).

Protsesside tagastatavuse ja tagastamatuse selgitamiseks vaatleme eelkõige väliskeskkonnast soojuslikult isoleeritud termodünaamilist süsteemi. Sellises süsteemis toimuvat termodünaamilist protsessi nimetatakse tagastatavaks, kui süsteemile saab pöördprotsessiga tagastada algoleku ilma ühegi soojusliku mõjutuse ta. Kui aga süsteemi ei ole võimalik pöördprotsessiga algolekusse tagasi tuua või kui süsteem peab sel eesmärgil olema väliskeskkonnaga soojuslikus vastasmõjus, nimetatakse sellist protsessi tagastamatuks. Selgitame kirjeldatud järgmise näitega. Olgu antud väliskeskkonnast soojuslikult isoleeritud gaasiga täidetud liikuva kolviga silinder. Oletame, et silindris olev gaas on termodünaamilises tasakaalus (süsteemi algolek). Suurendades väga aeglaselt kolvile mõjuvat jõudu selliselt, et gaasi rõhk üle kogu silindri jaguneb ühtlaselt, saame kvaasistaatilise adiabaatilise komprimeerimisprotsessi. On ilmne, et sellisel juhul gaasi komprimeerimiseks tarbitud töö määramisel ei ole oluline, kas ta arvutatakse kolvile mõjuva välisjõu või sisemise rõhu kaudu. Samuti on tõenäoline, et kolvile mõjuva jõu väga aeglasel vähendamisel (kuni esialgse mahuni) toimuva pöördprotsessiga on võimalik taastada gaasi algolek. Seejuures on keha poolt tehtud töö võrdne tema komprimeerimistööga. Selliselt toimuv protsess on tagastatav.

Tulemus kujuneb erinevaks, kui gaasi komprimeeritakse kiiresti. Niimoodi toimuv gaasi komprimeerimine ei ole kvaasistaatiline, sest siis on keha rõhk ja temperatuur silindri ruumi erinevates

punktides erinev. Kolvi kiirel liikumisel gaasi rõhk kolvile ületab silindri põhjale mõjuva rõhu. On ilmne, et kolvile ja silindri põhjale mõjuvate rõhkude erinevus kolvi kiiruse vähenemisel väheneb. Termodünaamilise keha komprimeerimiseks vajalik töö l' sellise mittekvaaasistaatilise ülemineku korral on suurem kvaaasistaatilises protsessis tarbitud tööst l (sama lõppmahuni), s. t. suurem kui tagastatavas protsessis. Seega komprimeerimisprotsessis

$$l' \geq \int_{v_1}^{v_2} p dv = l,$$

kus p tähistab gaasi rõhku kvaaasistaatilises protsessis. Võrdusmärk esineb tagastatava protsessi, võrralusemärk aga tagastamatu protsessi korral.

Analoogiline olukord esineb ka keha tagastamatul adiabaatilisel paisumisel. Sellisel juhul on kolvile mõjuv gaasi rõhk ja koos sellega ka protsessi käigus tehtav töö tagastatava protsessi tööst väiksem. Seega

$$l' \leq \int_{v_1}^{v_2} p dv = l.$$

Toodust järeldub, et termodünaamilise keha poolt tagastatavas adiabaatilises protsessis tehtav mehaaniline töö on maksimaalne.

Vastavalt termodünaamika esimesele seadusele läheb tagastamatu ja tagastatava töö vahe nii keha adiabaatilisel paisumisel kui ka komprimeerimisel süsteemi siseenergia suurendamiseks.

Analoogiliselt adiabaatilisele protsessile on ka isothermilise protsessi tagastatavuse tingimuseks protsessi kvaaasistaatilisus. Antud juhul sõltub protsessi tagastatavus, peale keha komprimeerimise või paisumise kiiruse, veel ka väliskeskkonna ja termodünaamilise keha temperatuuride vahest. Selleks et isothermiline protsess oleks tagastatav, võib väliskeskkonna temperatuur erineda termodünaamilise keha temperatuurist vaid kaduv-väikese suuruse võrra. See on võimalik ainult siis, kui soojusülekanne kehalt väliskeskkonnale, või vastupidi, toimub lõpmata aeglaselt, s. o. kvaaasistaatiliselt. Kui lähendatud tingimused ei ole täidetud, on isothermiline protsess tagastamatu.

Nii saab iga muutuva rõhu ja temperatuuriga toimuv protsess olla tagastatav ainult juhul, kui kogu protsessi vältel on termodünaamilise süsteemi igas punktis rõhk sama ning iga punkti temperatuur võrdub väliskeskkonna temperatuuriga või nendevaheline erinevus on kaduvväike.

Seega on tagastatavad termodünaamilised protsessid ainult ideaalseks, teoreetiliseks juhuseks. Kõik reaalsed protsessid on tagastamatud, sest praktiliselt on protsesside kvaaasistaatilisust väga raske realiseerida. Peale selle põhjustab protsesside tagastamatust ka termodünaamilises kehas esinev sisehõrdumine ja hõõr-

dumine tehniliste seadmete pindadel (voolamine düüsidel, kolvi hõõrdumine silindris jt.). Hõõrdumise ületamiseks tuleb alati teha teatud hulk mehaanilist tööd, mis protsessi käigus muundub soojuseks (hõõrdumissoojus). Loetletud põhjustel erinevad termodünaamilise keha olekuparameetrid tagastamatu protsessi lõpul (peale keha termodünaamilise tasakaalu saavutamist) vastava tagastatava protsessi lõpp-parameetritest. See parameetrite erinevus sõltub protsessi tagastamatuse määrast. Protsessi tagastamatuse määraks võib olla näiteks täiendav töö, mis on vajalik süsteemi viimiseks teoreetilisse, tagastatava protsessi korral saavutatavasse lõppolekusse.

Järgnevalt vaatleme termodünaamika esimese seaduse rakendamist tagastamatutele termodünaamilistele protsessidele.

Termodünaamika esimese seaduse matemaatiline võrrand $dq = du + dl$ on otseselt rakendatav ka tagastamatutele protsessidele. Tähistades tagastamatust protsessist osavõtva välissoojuse q' , hõõrdesoojuse q_h , välistöö l' ja hõõrdetöö l_h , saame

$$dq' + dq_h = du + dl' + dl_h. \quad (2-25)$$

Kuna hõõrdesoojus on võrdne hõõrdetööga, s. o. $q_h = l_h$, siis võrrand (2-17) omandab kuju

$$dq' = du + dl'. \quad (2-26)$$

Märgime, et hõõrdesoojus q_h on alati positiivne suurus.

Tagastamatud termodünaamilised protsessid jagatakse sisemiselt ja välimiselt tagastamatuteks protsessideks. Sisemiselt tagastamatuteks protsessideks on sellised protsessid, mille tagastamatus on tingitud süsteemisestest parameetrite ebaühtlusest (rõhu, temperatuuri jt. olekuparameetrite erinevus süsteemi eri osades). Välimine tagastamatus on põhjustatud väliskeskkonna ja termodünaamilise süsteemi temperatuuride erinevusest (soojusallika või jahutaja temperatuur erineb termodünaamilise keha temperatuurist).

2-7. Entroopia

Entroopia mõiste kasutuselevõtmine R. Clausiuse poolt oli tähtsaks etapiks termodünaamika kui teaduse arengus. Entroopia kaudu on võimalik anda termodünaamika teisele seadusele üldistatud formuleering, lihtsustada mitmeid arvutusi, defineerida termodünaamilise süsteemi olekut iseloomustavaid funktsioone jne. Samuti võimaldavad mitmed entroopiadiagrammid otstarbekalt analüüsida termodünaamilisi protsesse.

Termodünaamilisest protsessist osavõttev soojus on protsessi-funktsioon ega allu võrrandile (1-80). Vastavalt avaldisele (1-84)

on võimalik diferentsiaal-kaksikliiget (antud juhul $dq = du + pdv$) esitada täisdiferentsiaalina, kui tema üksikuid liikmeid korrutada integreerimiskordajaga μ . Selliseks integreerimiskordajaks on vaadeldava avaldise korral absoluutse temperatuuri pöördväärtus. Vastavalt sellele

$$\frac{dq}{T} = \frac{du + pdv}{T}. \quad (2-27)$$

Avaldis dq/T on täisdiferentsiaal ning ta tähistatakse ds -ga. Suurust s nimetatakse entroopiaks. Seega

$$ds = \frac{dq}{T}. \quad (2-28)$$

Entroopia mõõtühikuks on J/K või J/(kg·K). See, et valemi (2-27) integreerimiskordajana esineb absoluutse temperatuuri pöördväärtus, on lihtsasti tõestatav, kui termodünaamiliseks kehaks on ideaalne gaas. Kuna $du = (\partial u / \partial T)_v dT + (\partial u / \partial v)_T dv$ ja ideaalse gaasi korral osatuletis $(\partial u / \partial T)_T$ sõltub ainult temperatuurist ning $(\partial u / \partial v)_T = 0$ ja $p = (RT/v)$, siis vastavalt võrrandile (1-94) järeldub avaldisest (2-18), et

$$\frac{\partial}{\partial v} (\text{konst.} \cdot \mu)_T = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{RT}{v} \mu \right)_v$$

ning

$$\mu = \frac{1}{T},$$

sest

$$\frac{\partial}{\partial v} \left(\text{konst.} \cdot \frac{1}{T} \right)_T = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{RT}{v} \frac{1}{T} \right)_v = 0. \quad (2-29)$$

Sama on tõestatav ka meelevaldsete omadustega termodünaamilise keha jaoks ning samuti juhul, kui termodünaamika esimene seadus avaldada üldistatud kujul: $dq = du + \sum X_i dx_i$ (vt. näiteks [5]).

Termodünaamilises protsessis esinev entroopia muutus

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_{(1)}^{(2)} ds = \int_{(1)}^{(2)} \frac{dq}{T}. \quad (2-30)$$

Entroopia muutus ei sõltu termodünaamilise keha algolekust lõppolekusse ülemineku tingimustest. Vastavalt entroopia kui olekufunktsiooni omadusele tema muutus ringprotsessis $\int_D ds = 0$.

Vaadeldes entroopiat funktsioonina keha termitelist oleku-parametritest, võime kirjutada:

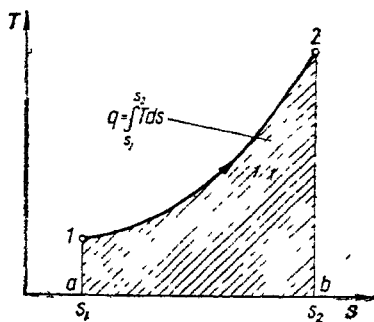
$$\left. \begin{aligned} s &= s(T, v); \quad ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv \\ s &= s(T, p); \quad ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp \\ s &= s(p, v); \quad ds = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_v dp + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_p dv \end{aligned} \right\} \quad (2-31)$$

Üldisemal juhul, kui $S = S(T, x_1, x_2, x_3, \dots)$, siis

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{x_1, x_2, x_3, \dots} dT + \sum_{(i)} \left(\frac{\partial S}{\partial x_i}\right) dx_i. \quad (2-32)$$

Kuna entroopia on ühene funktsioon termodünaamilise süsteemi olekuparameetritest, siis tema muutus termodünaamilises protsessis ei sõltu sellest, kas süsteem läheb üle algolekust lõppolekusse tagastatavalt või tagastamatult, vaid on määratud ainuüksi süsteemi alg- ja lõpp-parameetritega. Seejuures tuleb pidada silmas järgmist. Entroopia muutuse määramisel valemi (2-30) alusel arvutatakse ta eeldusel, et termodünaamiline süsteem suundub algolekust lõppolekusse tagastatavalt (entroopia muutus määratakse

«tagastatava» soojushulga järgi). Suurus $\int_{(i)}^{(2)} dq/T$, arvutatuna tagastamatu protsessi parameetrite kaudu, ei ole entroopia. See tõttu nimetatakse suhet q/T üldjuhul taandatud soojuseks. Taandatud soojuse muutus on võrdne entroopia muutusega ainult tagastatavas termodünaamilises protsessis.



Joonis 2-6. Soojushulga määramine Ts -diagrammil.

Valides termodünaamilise keha olekuparameetriteks entroopia ja absoluutse temperatuuri, vastab Ts -tasapinnal iga punkt termodünaamilise keha mingile kindlale tasakaalulisele olekule. Nagu pv -diagrammil, nii ka Ts -diagrammil saab termodünaamilisi protsesse kujutada joontena. Termodünaamilise keha üleminekul

olekust 1 olekusse 2 (joonis 2-6) avaldub tagastatavast protsessist osavõttev soojushulk võrrandi (2-28) põhjal järgnevalt:

$$q = \int_{s_1}^{s_2} T ds. \quad (2-33)$$

Valemist (2-33) näeme, et protsessist osavõttev soojushulk avaldub Ts -diagrammil protsessijoon ja entroopia telje vahelise pindalana, s. o. $q = \int_{s_1}^{s_2} T ds = \square a12ba$ (viirutatud pind).

Soojuse suundumisel süsteemi (soojus on positiivne) termodünaamilise keha entroopia suureneb ning protsessijoon kulgeb Ts -diagrammil vasakult paremale, soojuse eemaldumisel (soojus on negatiivne) aga väheneb ja protsessijoon kulgeb paremalt vasakule. Seega on termodünaamiliste protsesside esitamisel Ts -tasapinnal otseselt nähtav ka soojusvoo suund.

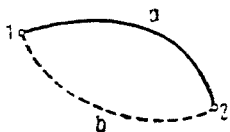
2-8. Entroopia muutus tagastamatutes protsessides

Vaatleme termodünaamilise süsteemi üleminekut olekust 1 olekusse 2 (joonis 2-7). Oletame, et termodünaamiline süsteem on olekus 1 ja 2 tasakaalulises olekus. Tagastatava termodünaamilise protsessi korral (joon 1a2) saame vastavalt termodünaamika esimesele seadusele (vt. valem (2-17) ja (2-26))

$$dq = du + dl \quad (2-34)$$

ning tagastamatu protsessi puhul (joon 1b2)

$$dq' = du + dl'. \quad (2-35)$$



Joonis 2-7. Termodünaamilise keha tagastatava (a) ja tagastamatu (b) ülemineku kujutamine algolekust (1) lõppolekusse (2).

Kuna siseenergia muutus protsessis sõltub ainult süsteemi alg- ja lõppolekust, siis järelikult

$$dq' - dq = dl' - dl. \quad (2-36)$$

Siinjuures tähistavad q ja q' vastavalt tagastatavast ja tagastamatust protsessist osavõtvat välist soojushulka ning l ja l' tagastatavas ja tagastamatus protsessis tehtavat tööd.

Valemiga (2-36) määratud vahe ei või olla võrdne nulliga ega positiivne. Esimesel juhul, kui tähendatud vahe võrduks nulliga, siis $dl' = dl$ ja $dq' = dq$. See tähendaks süsteemi kvaasistaatilist üleminekut algolekust lõppolekusse. Kui $dl' - dl > 0$, oleks aga tagastatava protsessi töö väiksem tagastamatus protsessis tehtud tööst. Järelikult peab kehtima tingimus $dq' - dq = dl' - dl < 0$, mille põhjal

$$\text{ja } \left. \begin{array}{l} dq > dq' \\ dl > dl' \end{array} \right\} \quad (2-37)$$

Kuna $dq = Tds$, siis

$$Tds > dq' \quad (2-38)$$

ehk

$$ds > \frac{dq'}{T}. \quad (2-39)$$

Valem (2-39) hõlmab tõsiasi, et $ds = \frac{dq' + dq_h}{T} > \frac{dq'}{T}$. Samuti

$$\Delta s = s_2 - s_1 > \int_{(1)}^{(2)} \frac{dq'}{T}. \quad (2-40)$$

Tähistades q -ga nii tagastatavast kui ka tagastamatust protsessist osavõtva välise soojushulga, võime valemitega (2-39) ja (2-40) määratud vahekorrad avaldada ühtsete seostena kujul:

$$ds \geq \frac{dq}{T} \quad (2-41)$$

ja

$$\Delta s \geq \int_{(1)}^{(2)} \frac{dq}{T}. \quad (2-42)$$

Võrdusmärk esineb tagastatavate, võrratusmärk aga tagastamatute protsesside puhul.

Arvestades termodünaamika esimese seadusega kujul $dq = du + dl$, võime avaldise (2-41) väljendada ka selliselt:

$$Tds \geq du + dl \quad (2-43)$$

ehk veelgi üldisemal juhul

$$Tds \geq du + \sum X_i dx_i. \quad (2-44)$$

Valemist (2-41) nähtub, et termodünaamilise süsteemi adiabaatilisel üleminekul ($dq=0$) algolekust lõppolekusse, $ds \geq 0$. Süsteemi tagastataval adiabaatilisel üleminekul ühest olekust teise tema entroopia ei muutu ($ds=0$, $s=\text{konst.}$). Seetõttu nimetatakse tagastatavat adiabaatilist protsessi ka isoentroopiliseks protsessiks. Tagastamatul üleminekul suureneb aga süsteemi entroopia alati ($ds > 0$, $\Delta s > 0$).

Üheks tagastamatu protsessi näiteks on kehadevaheline soojusülekanne. Viimane on võimalik ainult kõrgema temperatuuriga kehalt madalama temperatuuriga kehale. Vastupidi, soojust võib madalama temperatuuriga kehalt üle kanda kõrgema temperatuuriga kehale, tarbides selleks tööd või soojust.

Seome soojusülekande nähtuse entroopiaga. Olgu antud väliskeskkonnast adiabaatiliselt isoleeritud kaks erineva temperatuuriga keha, kusjuures esimese keha temperatuur on kõrgem teise keha temperatuurist ($T_1 > T_2$). Esimeselt kehalt teisele kehale üleantud soojushulga dQ korral muutub esimese keha entroopia $dS_1 = (dQ/T_1)$ ja teise keha entroopia $dS_2 = (dQ/T_2)$ võrra. Entroopia muutus tähendatud kahest kehast moodustatud süsteemis võrdub:

$$dS = dS_2 - dS_1 = \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) dQ. \quad (2-45)$$

Kuna $T_1 > T_2$, siis $dS > 0$. Seega süsteemi entroopia suureneb. Vastupidi, kui oleks täidetud tingimus $dS < 0$, võiks soojus iseenesest üle minna madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale. Viimane on aga vastuolus objektiivse looduseadusega.

Valemiga (2-45) (samuti ka valemiga (2-44) jt.) avalduv mõte, millega väljendatakse soojuse ülekandumise võimalikkust ainult kõrgema temperatuuriga kehalt madalama temperatuuriga kehale, on termodünaamika teise seaduse sisuks. Temperatuuride T_1 ja T_2 pideval lähenemisel teineteisele soojuslikult isoleeritud süsteemi entroopia suureneb ning saavutab maksimumi kui $T_1 = T_2$. Sama nähtub ka valemist (2-45). $T_1 = T_2$ korral $dS = 0$. Soojuslikult isoleeritud süsteemi entroopia vähenemine aga ei ole võimalik, sest sellisel juhul ületaks teise keha temperatuur peale temperatuuride võrdsustumist esimese keha temperatuuri. Järelikult on termilises tasakaalus oleva adiabaatilise termodünaamilise süsteemi entroopia väärtus maksimaalne. Sellises olukorras ($S = \text{max}$) aga kehadevaheline soojuseülekanne puudub. Õeldu on kehtiv ka juhul, kui süsteem koosneb rohkem kui kahest kehast.

Entroopia olemasolu ning tema muutuse seaduspärasused on otsesed järeldused termodünaamika teisest seadusest.

Alljärgnevalt analüüsime termodünaamika teisest seadusest tulenevaid vajalikke järeldusi soojuse muundamisel mehaaniliseks tööks.

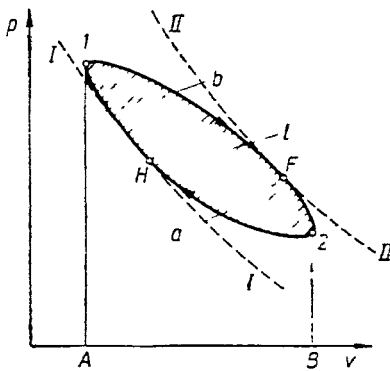
2-9. Ringrotsesside mõiste

Masinat, kus toimub soojuse muundamine mehaaniliseks tööks (üldisemal juhul ka mingiks teiseks töö liigiks), nimetatakse soojusjõumasinaks. Selleks et muundada soojust tööks on vaja minimaalselt kahte erineva temperatuuriga keha. Sellises süsteemis olevat kõrgema temperatuuriga keha (T_1) nimetame soojusallikaks ning madalama temperatuuriga keha (T_2) jahutajaks.

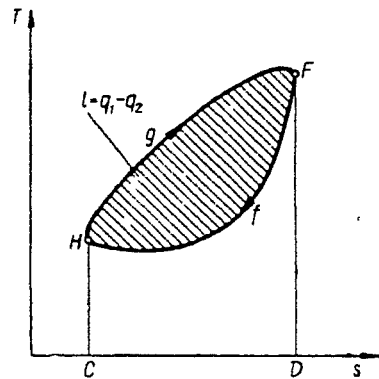
Soojusjõumasinates muundatakse soojus kasulikuks tööks ringrotsesside vahendusel.

Soojusjõumasina katkematu töö tagamiseks lastakse termodünaamilisel kehal algul masinas paisuda ning sellele järgnevalt taastatakse komprimeerimisega tema algolek. Kasulikku tööd saadakse ainult siis, kui komprimeerimisel tarbitava töö (l_h) absoluutväärtus on väiksem paisumistöö (l_p) absoluutväärtusest. Selliseid termodünaamilisi protsesse, kus termodünaamiline keha perioodiliselt paisub ning komprimeerimisrotsessiga taastatakse tema algolek, nimetatakse ringrotsessideks. Ringrotsessid väljenduvad nii p - kui ka T -s-diagrammil kinniste kontuuridena. Soojusjõumasinates esinevad nn. päripäevad ringrotsessid ($l_p > l_h$), moodustades olekudiagrammidel päripäeva suunatud kontuuri. Pöördringrotsessid ($l_p < l_h$) on külmutus- ja jahutusseadmete töö aluseks. Nad on olekudiagrammidel kujutatavad vastupäeva suunatud kinniste kontuuridena.

Väljendagu p -diagrammil soojusjõumasinas toimuvat termodünaamilise keha paisumist joon $1b2$ (joonis 2-8). Keha paisumisel tehtud töö (positiivne) avaldub pindalana $l_p = \square 1b2BA$. Termodünaamilise keha algolek taastatagu komprimeerimisrotsessiga



Joonis 2-8. Ringrotsessi kujutamine p - v -diagrammil.



Joonis 2-9. Ringrotsessi kujutamine T - s -diagrammil.

2a1. Keha komprimeerimiseks tarbitud töö (negatiivne) $l_k = \square B2a1AB$. Ringprotsessist saadav kasulik töö avaldub paisumis- ja komprimeerimistööde absoluutväärtuste vahena $l = l_p - l_k = \square 1b2a1$ (viirutatud pind).

Analoogiliselt on päripidine ringprotsess kujutatav ka Ts -diagrammil (joonis 2-9). Joon HgF vastab ringprotsessi osale, kus toimub soojuse juurdevool protsessi (entroopia suureneb). Ringprotsessi antud soojushulk tähistatakse q_1 ning ta võrdub pindalaga $\square CHgFDC$. Joon FfH vastab protsessi sellele osale, kus toimub soojuse äravool ringprotsessist (entroopia väheneb). Viimane tähistatakse q_2 ja ta võrdub pindalaga $\square DFfHCD$.

Joonistame $p\nu$ -diagrammil ringprotsessi kujutatavale kontuurile puutujateks kaks isoentroopi I-I ja II-II (puutepunktid vastavalt H ja F). Need puutepunktid jagavad ringprotsessi kaheks osaks HIF ja $F2H$ (joonis 2-8). Esimene osa vastab soojuse juurdevoolule, teine osa aga soojuse äravoolule.

Ringprotsessi käigus saavutab termodünaamiline keha perioodiliselt iga tsükli järel algoleku. Rakendades sellisele tsükliliselt korduvale protsessile termodünaamika esimest seadust, võime kirjutada

$$\int_B^A dq + \int_B^A du = \int_B^A dl. \quad (2-46)$$

Kuna siseenergia muutus ringprotsessis võrdub nulliga, järel-
dub valemist (2-46), et ringprotsessis tehtav töö

$$l = q_1 - q_2. \quad (2-47)$$

Vastavalt valemile (2-47) väljendab ringprotsessi kontuuri-
sise pindala nii Ts -diagrammil kui ka $p\nu$ -diagrammil ringprotsessi kasulikku tööd.

Tagastatavas ringprotsessis tehtud kasuliku töö ja ringprotsessi antud soojushulga suhet nimetatakse ringprotsessi termiliseks kasuteguriks. Ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (2-48)$$

Ringprotsessi termiline kasutegur väljendab soojuse tööks muundamise efektiivsust ideaalses soojusjõumasinas. Mida kõrgem on ringprotsessi termiline kasutegur, seda suurem osa ringprotsessi juhitud soojusest muundub kasulikuks tööks.

Pöördringprotsessides kasutatakse tööd selleks, et suunata soojust madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale (soojuse transformatsioon). Pöördringprotsesse iseloomustatakse jahutusteguriga. Viimane väljendab kehalt võetud sojus-

hulga q_0 suhet ringrotsessi töösse, mis on vajalik selle soojushulga ülekandmiseks kõrgematemperatuurilisele kehale

$$\varepsilon = \frac{q_0}{l} \quad (2-49)$$

Jahutusadeti iseloomustav jahutustegur ja sellele vastava päripidise ringrotsessi termiline kasutegur on omavahel seotud järgmiselt:

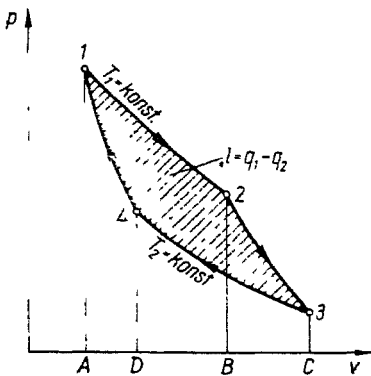
$$\varepsilon = \frac{1}{\eta_t} - 1 \quad (2-50)$$

2-10. Carnot' ringrotsess

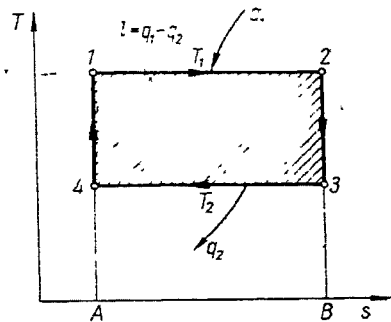
Allpool vaadeldav ringrotsess avastati 1824. a. prantsuse inseneri ja õpetlase *S. Carnot'* poolt. Carnot' ringrotsessil on kõigest võimalikest ringrotsessidest soojusallika ja jahutaja antud temperatuurivahemikus kõrgeim termiline kasutegur.

Tagastatava Carnot' ringrotsessi koostisosadeks on kaks isothermist ja kaks isoentroopilist protsessi.

Kujutame Carnot' ringrotsessi nii p - kui ka T - s -diagrammil. Termodünaamiline keha paisub olekust 1 olekusse 2 isothermiselt (joonised 2-10 ja 2-11). Isothermiline paisumistöö avaldub p - v -diagrammil pindalana $\square A12BA$. Mainitud töö tehakse protsessi juhitud soojuse arvel (saadakse soojusallikalt), mis T - s -diagrammil avaldub pindalana $q_1 = \square A12BA$. Isothermilisele paisumisele järgneb isoentroopiline paisumine 2-3. Selles protsessis tehtud töö



Joonis 2-10. Carnot' ringrotsessi kujutamine p - v -diagrammil.



Joonis 2-11. Carnot' ringrotsessi kujutamine T - s -diagrammil.

avalduv p - v -diagrammil pindalana $\square B23CB$. Kuna tagastatavas adiabaatilises protsessis entroopia diferentsiaal $ds=0$, siis isoentropilised protsessid on T - s -diagrammil kujutatavad vertikaaljoontena. Keha paisumisel on joone suund T - s -diagrammil ülevall alla (temperatuur langeb), komprimeerimisel aga alt üles (temperatuur tõuseb). Joonisel 2-11 kujutab keha tagastatavat adiabaatilist paisumist Carnot' ringprotsessis vertikaaljoon 2-3. Termodünaamiline keha tuuakse olekust 3 olekusse 1 kahejärgulise komprimeerimisega, millest esimene (3-4) toimub isotermiliselt ning teine (4-1) isoentropiliselt. Isotermiliseks ja adiabaatiliseks komprimeerimiseks tarbitud töö avalduv p - v -diagrammil vastavalt pindaladena $\square C34DC$ ja $\square D41AD$. Isotermilisel komprimeerimisel jahutajale üleantav soojushulk avalduv T - s -diagrammil pindalana $q_2 = \square B34AB$.

Joonisel 2-11 järeldub, et soojusallikalt ringprotsessi antud soojushulk

$$q_1 = \Delta s T_1 \quad (2-51)$$

ning ringprotsessist jahutajale üleantud soojushulk

$$q_2 = \Delta s T_2. \quad (2-52)$$

Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_c = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (2-53)$$

kus T_1 ja T_2 on vastavalt soojusallika ja jahutaja absoluutsed temperatuurid.

Carnot' ringprotsessi termilise kasuteguri avaldisest nähtub, et ta on määratud ainult soojusallika ja jahutaja absoluutse temperatuuri suhtega. Mida suurem on erinevus protsessi maksimaalse ja minimaalse temperatuuri vahel, seda kõrgem on Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur ning seda suurem osa soojusallikalt saadavast soojusest q_1 muudetakse ringprotsessis kasulikuks tööks. Ringprotsessi juhitava soojuse saaks muuta jäägitult tööks ($l = q_1, q_2 = 0$) ainult juhul, kui jahutaja temperatuur $T_2 = 0$ K. Vastavalt W. Nernsti soojuse teoreemile pole absoluutset nulltemperatuuri võimalik teoreetiliselt ega praktiliselt saavutada mistõttu alati $\eta_c < 1$. Kui oleks võimalik absoluutsest nullist madalama temperatuuri olemasolu, osutuks Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur ühest suuremaks, mis on aga vastuolus termodünaamika esimese seadusega.

Kui $T_1 = T_2$, siis Carnot' ringprotsessis kasulikku tööd ei tehta ning tema termiline kasutegur võrdub nulliga. Seega on kasuliku töö saamise vajalikuks eeltingimuseks temperatuuride vahe olemasolu.

Carnot' ringprotsessi termilist kasutegurit on võimalik suurendada kas jahutaja temperatuuri alandamise või soojusallika temperatuuri tõstmisega. Esimest piiravad looduslikud tingimused, kuna praktikas kasutatakse jahutajana looduslikke veekogusid või õhku. Seetõttu jääb termilise kasuteguri suurendamise peamiseks võimaluseks soojusallika temperatuuri tõstmine.

Soojusallika ja jahutaja temperatuuri muutus mõjub Carnot' ringprotsessi termilisele kasutegurile erinevalt. Selle tõestamiseks diferentseerime kasuteguri avaldist (2-53) temperatuuri T_1 järgi

$$\frac{\partial \eta_c}{\partial T_1} = \frac{T_2}{T_1^2} \quad (2-54)$$

ning samuti temperatuuri T_2 järgi

$$\frac{\partial \eta_c}{\partial T_2} = -\frac{1}{T_1} = -\frac{T_1}{T_1^2} \quad (2-55)$$

Kuna $T_1 > T_2$, siis

$$\left| \frac{\partial \eta_c}{\partial T_1} \right| < \left| \frac{\partial \eta_c}{\partial T_2} \right| \quad (2-56)$$

Seega avaldab soojusallika temperatuuri muutus Carnot' ringprotsessi termilisele kasutegurile väiksemat mõju kui jahutaja temperatuuri muutus.

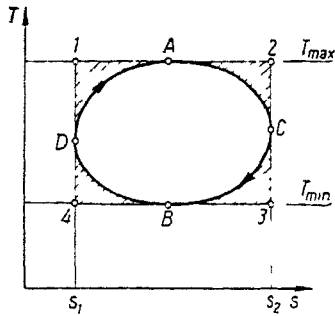
Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur sõltub ainult soojusallika ja jahutaja temperatuurist, olles sõltumatu termodünaamilise keha omadustest (ideaalne gaas, aur, vedelik, tahke keha jne.).

Valem (2-53) on kehtiv tagastatava Carnot' ringprotsessi korral. Tagastamatus ringprotsessis saadav töö on alati väiksem tagastatava ringprotsessi tööst ning seetõttu on ka tagastamatu Carnot' ringprotsessi kasutegur väiksem tema termilisest kasutegurist, s. t. $\eta_c > \eta'$ ehk

$$\eta_c = 1 - \frac{T_2}{T_1} > 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (2-57)$$

2-11. Carnot' ringprotsess termilise kasuteguri kriteeriumina

Erinevalt Carnot' ringprotsessist võib üldjuhulise ringprotsessi osades, kus $ds > 0$ ja $ds < 0$, muutuda termodünaamilise keha temperatuur. Kujutame Ts -tasapinnal mingisuguse tagastatava ringprotsessi $ACBDA$ (joonis 2-12) ja ümbritseme ta Carnot' ringprotsessi kujutava ristkülikuga 12341 selliselt, et punktid A ja B



Joonis 2-12. Meelevaldse ringprotsessi võrdlus Carnot' ringprotsessiga.

oleksid maksimaalse ja minimaalse temperatuuriga punktideks meie poolt vaadeldavas üldjuhulises ringprotsessis. Viimased temperatuurid (T_{\max} ja T_{\min}) määravad ühtlasi ka kindlaks Carnot' ringprotsessi isotermsjooned.

Ringprotsessist $ACBDA$ osavõtavad soojushulgad

$$q_1 = \int_{(DAC)} T ds, \quad (2-58)$$

$$q_2 = \int_{(CBD)} T ds \quad (2-59)$$

ning termiline kasutegur

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{\int_{(CBD)} T ds}{\int_{(DAC)} T ds}. \quad (2-60)$$

$$\text{Kuna } \int_{(DAC)} T ds < T_{\max}(s_2 - s_1) \text{ ja } \int_{(CBD)} T ds > T_{\min}(s_2 - s_1),$$

siis

$$\frac{\int_{(CBD)} T ds}{\int_{(DAC)} T ds} > \frac{T_{\min}}{T_{\max}} \quad (2-61)$$

ning

$$\eta_t < 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}} = \eta_c. \quad (2-62)$$

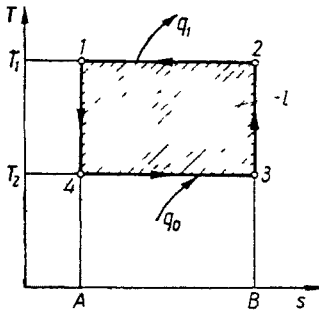
Järelikult on meelevaldse tagastatava ringprotsessi termiline kasutegur alati väiksem sama ringprotsessi maksimaalse ja minimaalse temperatuuri intervallis toimuva Carnot' ringprotsessi termilisest kasutegurist.

2-12. Carnot' pöördringprotsess

Tagastatav Carnot' pöördringprotsess on kujutatud Ts -diagrammil joonisel 2-13. Termodünaamiline keha paisub olekust 1 isoentroopiliselt olekuni 4, mille jooksul temperatuur langeb T_1 -lt T_2 -le. Sellele järgneb isotermiline paisumine 4-3, mille käigus termodünaamilisele kehale antakse üle soojushulk q_0 , mis on võrdne pindalaga $\square A43BA$. Järgnevalt tõstetakse isoentroopilise komprimeerimisega 3-2 termodünaamilise keha temperatuur protsessi maksimaaltemperatuurini. Viimane loob vajalikud tingimused soojuse ülekandmiseks termodünaamiliselt kehalt väliskeskkonnale. Isotermilisel komprimeerimisel 2-1 eemaldatakse kehalt soojushulk $q_1 = \square B21AB$. Vastavalt termodünaamika esimesele seadusele pöördringprotsessis tarbitud töö

$$l = q_1 - q_0, \quad (2-63)$$

mis avaldub Ts -diagrammil pindalana $\square 14321$.



Joonis 2-13. Carnot' pöördringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Vastavalt valemile (2-50) Carnot' pöördringprotsessi jahutus-
tegur

$$\epsilon_c = \frac{1}{1 - \frac{T_2}{T_1}} - 1 = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (2-64)$$

Viimasest avaldise analüüsist selgub, et Carnot' pöördringprotsessi jahutus-
tegur suureneb protsessi minimaalse temperatuuri suurenemisel ja maksimaalse temperatuuri vähenemisel.

2-13. Entroopia muutus ringprotsessides ja isoleeritud termodünaamilises süsteemis. Termodünaamika teine seadus

Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_c = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (2-65)$$

Lugedes ringprotsessist eemalduva soojushulga q_2 negatiivseks, järeldub viimasest võrrandist, et

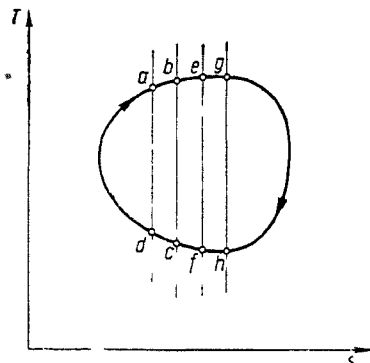
$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0 \quad (2-66)$$

ehk

$$\sum \frac{q}{T} = 0. \quad (2-67)$$

Rakendades eelmist mõttekäiku elementaarsele Carnot' ringprotsessile, kus $q_1 \rightarrow dq_1$ ja $q_2 \rightarrow dq_2$, siis

$$\sum \frac{dq}{T} = 0. \quad (2-68)$$



Joonis 2-14. Meelevaldse ringprotsessi jaotamine elementaarseteks Carnot' ringprotsessideks

Valemitest (2-66) — (2-68) näeme, et taandatud soojuse muutus tagastatavas Carnot' ringprotsessis on võrdne nulliga. Saadud tulemus on laiendatav igale tagastatavale ringprotsessile. Selleks jaotame meelevaldse ringprotsessi üksteise lähedal paiknevate isoentroopidega lõpmatult suureks hulgaks elementaarseteks ringprotsessideks $abcda$, $befcb$, ... (joonis 2-14). Kuna lõigud ab , be , ... ning dc , cf , ... paiknevad üksteisele väga lähedal, võime nad lugeda isothermideks. Iga sellise elementaarse Carnot' ringprotsessi kohta kehtib aga valem (2-68), mistõttu

$$\int_D \frac{dq}{T} = 0. \quad (2-69)$$

Seega võrdub taandatud soojuse muutus meelevaldses tagastatavas ringprotsessis nulliga. Kuna aga tagastatavas termodünaamilistes protsessides esinev taandatud soojuse muutus on ekvivalentne entroopia muutusega, siis järelikult ka $\int_D ds = 0$. See tulemus on kooskõlas entroopia kui olekufunktsiooni põhiomadusega.

Tagastamatu Carnot' ringprotsessi puhul

$$\eta_c = 1 - \frac{q_2}{q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (2-70)$$

ning taandatud soojus

$$\sum \frac{q}{T} < 0. \quad (2-71)$$

Üldistades viimast tulemust meelevaldsele tagastamatule ringprotsessile, saame

$$\int_D \frac{dq}{T} < 0. \quad (2-72)$$

Arvestades seda, et tagastatavas ringprotsessis $\int_D \frac{dq}{T} = 0$, võime üldjuhul kirjutada

$$\int_D \frac{dq}{T} \leq 0, \quad (2-73)$$

kusjuures võrdusmärk vastab tagastatavale ja võrratusmärk tagastamatule ringprotsessile.

Avaldist $\int_D dq/T$ tuntakse Clausiuse integraalina (taandatud soojuse integraalne muutus ringprotsessis). Järelikult on Clausiuse integraal tagastamatute ringprotsesside korral negatiivne, tagastatavate korral aga võrdub nulliga. Entroopia muutus tagastamatus ringprotsessis (termodünaamilise keha entroopia muutus), nii nagu tagastatavas ringprotsessiski, võrdub nulliga. See tuleneb entroopia kui olekufunktsiooni olemusest.

Vaadeldes soojusallikat, jahutajat ja nende baasil töötavat soojusjõumasinat isoleeritud termodünaamilise süsteemina, siis sellise süsteemi entroopia (mitte ringprotsessist osavõtva termodünaamilise keha entroopia!) suureneb, kui soojusjõumasinas toimuv ringprotsess on tagastamatu. Tagastatava ringprotsessi korral aga isoleeritud süsteemi entroopia muutust ei toimu. Kui soojusjõu-

masinaks on Carnot' ringprotsessil töötav masin, väljendub ringprotsessi tagastatavuse tingimus võrdsusena (vt. valem (2-65)).

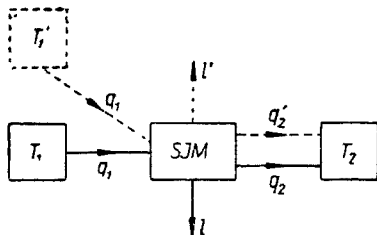
$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2} \quad (2-74)$$

Seega on soojusallika entroopia vähenemine võrdne jahutaja entroopia suurenemisega. Sellise võrdsuse korral jääb termodünaamilise süsteemi entroopia loomulikult muutumatuks. Viimase lause sisu võib tõlgendada järgmiselt. Tagastatava ringprotsessi tööst piisab, et pöördringprotsessiga täies ulatuses tagastada soojusallikale soojushulk, mis päripidises ringprotsessis anti üle jahutajale. See võimaldab tagastatava pöördringprotsessiga taastada süsteemi algoleku. Tagastamatu ringprotsessi korral tuleb aga jahutajale üle anda suurem soojushulk, kui tagastatava protsessi puhul. See jahutajale täiendavalt antud soojushulk Δq_2 on ekvivalentne töö vähenemisega tagastamatu ringprotsessis. Soojushulk Δq_2 tingib süsteemi entroopia kasvu igas tsüklis $\Delta s = (\Delta q_2/T_2)$ võrra. Termodünaamilise süsteemi entroopia suurenemine tähendab seega soojuse tööks muundamise efektiivsuse (ringprotsessi kasuteguri) vähenemist, mistõttu süsteemi soojusjõumasinast saadav võimalik energia on väiksem tagastatavate ringprotsesside olemasolul saadavast energiast. Ilmselt ei jätku tagastamatute ringprotsesside korral süsteemi soojusjõumasinast saadavast energiast süsteemi lähteolukorra taastamiseks ka siis, kui pöördringprotsess toimuks tagastatavalt.

Me veendusime selles, et isoleeritud termodünaamilises süsteemis, kus toimuvad tagastamatud (reaalsed) protsessid, esineb pidev entroopia suurenemine ning tema lähenemine maksimaalväärtusele. Süsteemi entroopia maksimaalväärtus vastab süsteemi termodünaamilisele tasakaalule, s. t. jahutaja ja soojusallika temperatuurid võrdsustuvad ning soojust ei ole võimalik tööks muundada.

Igasugune tasakaaluolek on kõigist võimalikest olekutest kõige tõenäolisem. Süsteemis toimuvad protsessid on alati suunatud väiksema tõenäosusega olekust suurema tõenäosusega oleku poole.

Entroopia on süsteemi töövõime määraks. Mida lähemal on süsteemi entroopia maksimaalväärtusele, seda väiksem on süsteemi töövõime ning seda vähemal määral on soojusallikalt saadav soojus tööks muudetav. Illustreerime viimast järgmise näitega. Jälgime joonisel 2-15 kujutatud soojuse tööks muundamise skeemi.



Joonis 2-15. Soojuse mehaaniliseks tööks muundamise skeem. *SJM*-soojusjõumasin.

Soojusallikalt temperatuuriga T_1 antakse ringprotsessi (soojusjõumasinasse SJM) soojushulk q_1 ning ringprotsessist jahutajale temperatuuriga T_2 soojushulk q_2 . Tagastatava Carnot' ringprotsessi korral valemi (2-74) põhjal

$$q_2 = T_2 \frac{q_1}{T_1} \quad (2-75)$$

ning tööks muunduv soojushulk

$$q_1 - q_2 = \eta_c q_1 = \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) q_1. \quad (2-76)$$

Olgu süsteemis veel teine soojusallikas temperatuuriga $T_1' < T_1$. Suuname soojusallikalt temperatuuriga T_1' ringprotsessi sama soojushulga q_1 , mis eelmiselgi juhul. Sellisel korral jahutajale üleantav soojushulk

$$q_2' = T_2 \frac{q_1}{T_1'} \quad (2-77)$$

ning tööks muunduv soojushulk

$$q_1 - q_2' = \left(1 - \frac{T_2}{T_1'}\right) q_1. \quad (2-78)$$

Süsteemi töövõime vähenemine

$$\Delta l = l - l' = (q_1 - q_2) - (q_1 - q_2') = \left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1}\right) q_1 T_2. \quad (2-79)$$

Valemis esinev liige $\left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1}\right) q_1$ on ekvivalentne termodünaamilise süsteemi entroopia suurenemisega soojuse üleminekul kehalt temperatuuriga T_1 kehale temperatuuriga T_1' (vt. valem (2-45)). Järelikult, kui toimuks soojuse otsene ülekandumine kehalt temperatuuriga T_1 kehale temperatuuriga $T_1' < T_1$ ning sealt omakorda soojusjõumasinasse, siis põhjustaks see süsteemi entroopia kasvu ja ringprotsessist saadav töö osutuks väiksemaks tööst, mida saaksime juhul, kui soojusjõumasin töötaks otseselt soojusallikalt temperatuuriga T_1 saadava soojuse arvel.

Eespool kirjeldatu väljendab soojuse kui energia ülekandevormi põhiomadusi ning määrab kindlaks tema tööks muundamise vajalikud tingimused. Oluline on see, et kui isoleeritud termodünaamilises süsteemis toimuvad tagastamatud protsessid, siis süsteemi entroopia kasvuga kaasneb tema töövõime kahanemine, kuigi süsteemi koguenergia jääb seejuures kvantitatiivselt muutumatuks. Toimub energia kvalitatiivne muutumine — energia degradeerub,

minnes üle madalama potentsiaaliga energiaks. Tasakaaluolekus aga on isoleeritud termodünaamilise süsteemi töövõime võrdne nulliga.

See ongi termodünaamika teise seaduse sisuks.

2-14. Termodünaamika teise seaduse statistilises

Kõik termodünaamikas vaadeldavad süsteemid kujutavad suurearvulist aine osakeste (molekulide, aatomite jt.) kogumit. Sellistes süsteemides toimuvate protsesside uurimine viis termodünaamika teise seaduse statistilisuse tunnetamiseni. Termodünaamika teine seadus oma üldtähtsuses võimaldab määrata termodünaamilistes süsteemides toimuvate protsesside kulgemise suunda. Protsessid on alati suunatud süsteemi väiksema tõenäosusega olekust kõrgema tõenäosusega oleku poole, s. t. temperatuuri, rõhu või mõne muu intensiivse olekuparameetri ühtlustumise suunas. Termodünaamika teise seaduse statistilise iseloomu selgitamiseks vaatleme väliskeskkonnast adiabaatilisel isoleeritud süsteemi, mis koosneb kahest omavahel ühendatud ruumist. Esimene ruum olgu täidetud rõhu all oleva mingi gaasiga, teine ruum olgu aga tühi. Pärast ruumide ühendamist täituvad mõninga aja möödumisel molekulide kaootilise liikumise tulemusena mõlemad ruumid gaasiga ühtlaselt ning süsteem saavutab termodünaamilise tasakaalu. Kui aga oletada, et samas ruumis on enne ühendamist väike arv molekule (näiteks 10), siis molekulide ühtlase jaotuse tõenäosus peale ruumide ühendamist (5 molekuli kummaski ruumis), võrreldes eelmisega, väheneb. Ei ole võimatu olukord, kus ruumi osades on ebavõrdne arv molekule. Kahe molekuli korral piirduks kogu termodünaamiline protsess vastavalt termodünaamika teisele seadusele ühe molekuli üleminekuga teise ruumi. Kuid mõlema molekuli samaaegse oleku tõenäosus esimeses ruumis on $1/2$. Toodud näitest selgub, et molekulide arvu vähendamisel ühtlase jaotumise tõenäosus väheneb. Suure arvu molekulide puhul aga on nende ebaühtlase jaotuse tõenäosus tühiselt väike. Kui termodünaamika esimene seadus on absoluutne, siis termodünaamika teine seadus, arvestades tema statistilisust, võib teatud olukordades kaotada kehtivuse.

Kõik isoleeritud süsteemis toimuvad protsessid, mille suund on väiksema tõenäosusega olekust suurema tõenäosusega olekusse, on seotud entroopia suurenemisega ning sellest tulenevana on ka tagastamatud. Seetõttu peab kehtima kindel seos süsteemi entroopia suurenemise ja süsteemi ülemineku tõenäosuse vahel väiksema tõenäosusega olekust suurema tõenäosusega olekusse. Maksimaalset entroopia väärtust omab süsteem tasakaaluolekus, mis on süsteemi kõige suurema tõenäosusega olekus.

Vaatleme veel kord kaheks osaks jaotatud termodünaamilist süsteemi. Tähistame süsteemi osade entroopiad ja tõenäosused

vastavalt S_1 , W_1 ja S_2 , W_2 ning süsteemi entroopia ja tõenäosuse S ja W . Kuna entroopia ja tõenäosuse vahel kehtib kindel seos, siis: $S_1 = S(W_1)$, $S_2 = S(W_2)$ ja $S = S(W)$. Tuginedes entroopia aditiivsusele ja tõenäosuste korrutusseadusele, võime kirjutada:

$$S = S_1 + S_2, \quad W = W_1 W_2$$

ehk

$$S = S(W_1) + S(W_2) = S(W_1 W_2). \quad (2-80)$$

Viimase avaldise diferentseerimisel tõenäosuste W_1 ja W_2 järgi saame

$$\left. \begin{aligned} S'(W_1 W_2) W_2 &= S'(W_1) \\ S'(W_1 W_2) W_1 &= S'(W_2) \end{aligned} \right\} \quad (2-81)$$

kuna $S(W_2)$ ei sõltu W_1 -st, ning $S(W_1)$ W_2 -st.

Valemite (2-81) põhjal

$$\frac{S'(W_1)}{S'(W_2)} = \frac{W_2}{W_1}, \quad (2-82)$$

millest järeldub, et

$$W_1 S'(W_1) = W_2 S'(W_2) = \dots = W S'(W) = k = konst. \quad (2-83)$$

ning

$$W = \frac{dS(W)}{dW} = k. \quad (2-84)$$

Võrrandi (2-84) integraal:

$$S = S(W) = k \ln W + konst. \quad (2-85)$$

Viimane seos kannab Boltzmanni valem nime ning ta on olulise tähtsusega statistilises füüsikas. Valemis esinev konstant k on ideaalse gaasi korral arvuliselt võrdne Boltzmanni arvuga.

Oletame, et tasakaalus mitte olev termodünaamiline süsteem tõenäosusega W_1 siirdub tasakaaluolekusse ning omandab maksimaalse tõenäosuse W_2 . Süsteemi selline siirdumine olekust 1 olekusse 2 vastavalt valemile (2-85), põhjustab entroopia juurdekasvu:

$$\Delta S = k \ln \frac{W_2}{W_1} > 0.$$

Esitatud järeldus on ekvivalentne termodünaamika teise seadusega.

Termodünaamika teise seaduse statistilisest tõlgendusest järgneb, et isoleeritud termodünaamilise süsteemi entroopia suuremine väljendab vaid temas toimuvate protsesside kõige tõenäolisemat, aga mitte kõigi võimalike protsesside suunda. Kui väike ka ei oleks süsteemi entroopia vähenemist põhjustavate protsesside tõenäosus, siiski ta eksisteerib ning võib realiseeruda alles väga pikade ajavahemike järel.

Isoleeritud termodünaamilises süsteemis toimuvate entroopiat vähendavate protsesside tõenäosus on kaduvväike. Tõestame seda järgmise näitega. Määrame protsessi tõenäosuse, mille puhul soojushulk 1J siirduks iseenesest kehalt temperatuuriga 273 K kehale temperatuuriga 274 K ($\Delta T = 1$ K). Sellises protsessis esinev entroopia muutus (valem (2-45))

$$\Delta S = \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) Q = \left(\frac{1}{274} - \frac{1}{273} \right) \cdot 1 = -1,34 \cdot 10^{-5} \text{ J/K}$$

ning protsessi kulgemise tõenäosus Boltzmanni valemi järgi

$$W_2 = W_1 e^{\frac{\Delta S}{k}} = W_1 e^{-\frac{1,34 \cdot 10^{-5}}{1,38 \cdot 10^{-23}}} = W_1 e^{-0,97 \cdot 10^{18}}.$$

Järelikult on W_2 võrreldes W_1 -ga väga väike.

Termodünaamika teise seaduse statistiline tõlgendus on maksev ainult sellistele süsteemidele, mis sisaldavad suure arvu osakesi. Sellest tulenevalt erineb termodünaamika teine seadus põhimõtteliselt termodünaamika esimesest seadusest, mis on absoluutne ja kehtib kõikide füüsikaliste nähtuste puhul, olenemata nende mastaabist.

2-15. Termodünaamika teise seaduse kehtivuse piiridest

R. Clausius, üldistades termodünaamika teist seadust kogu universumile kui isoleeritud süsteemile, väljendas mõtte, et universumis toimuvate tagastamatute protsesside tagajärjel tema entroopia kasvab pidevalt ning läheneb maksimaalväärtusele. Sellega kaasneks kogu energia degradatsioon ja saabuks nn. «soojussurm» (universumi energia on konstantne, kuid universumi entroopia püüab saavutada maksimumi). Soojussurma olekus lakkavad kõik protsessid, kõigi kehade temperatuurid ja teised intensiivsed parameetrid ühtlustuvad. R. Clausiuse soojussurma teooria on idealistlik. See teooria sai F. Engelsi poolt õigustatud kriitika osaliseks. F. Engels oma tuntud teoses «Looduse dialektika» näitab, et soojussurma teooria on otseses seoses nn. esialgse tõuke teoriaga.

Soojussurma teooria paikapidamatuse tõestusel etendasid tähtsat osa *L. Boltzmanni* ja *M. Smoluhovski* tööd. *L. Boltzmann*, tuginedes termodünaamika teise seaduse statistilisusele, esitas nn. fluktuatsiooni hüpoteesi. Vastavalt sellele hüpoteesile on universum kui tervik termodünaamilises tasakaalus olev süsteem, mille üksikutes osades peavad möödapääsmatult esinema fluktuatsiooninähted. Maailma osa, kus meie elame, on fluktuatsiooni seisundis. Vastavalt sellele seisukohale võivad universumi ühes osas Maa-ilmad tekkida, teises osas aga hävineda.

Vaatamata *L. Boltzmanni* ja *M. Smoluhovski* ideede progressiivsusele, on nende vaated lõpptulemusena siiski metafüüsikalised. Seda seetõttu, et nad vaatlevad nagu *R. Clausiusi* universumi isoleeritud termodünaamilise süsteemina. Tegelikult kujutab universum endast lõpmata suurte mõõdetega süsteemi, milles ei ole võimalik üldse entroopia lähenemine maksimaalväärtusele, s. t. termodünaamika teine seadus ei ole rakendatav lõpmata suurtele süsteemidele. Üleminekul lõplikelt mõõdetelt lõpmata suurtele süsteemidele esineb kvalitatiivne hüpe süsteemi ajalises evolutsioonis. See määrabki termodünaamika teise seaduse kasutatavuse ülemise piiri. Alumine piir on teatavasti määratud süsteemi minimaalsete osakeste arvuga.

L. Boltzmanni hüpoteesi metafüüsikalikus seisneb veel selles, et ta näeb universumi arengut ainult soojuslikus fluktuatsioonis üldise soojussurma taustal, mitte aga selle arengut tõusvas joones, selle kvantiteedi üleminekut kvaliteediks, üleminekut lihtsamalt keerukamale ja madalamalt kõrgemale, nii nagu seda käsitleb dialektiline materialism.

2-16. Absoluutne termodünaamiline temperatuuriskaala

Absoluutne termodünaamiline ehk absoluutne temperatuuriskaala ei sõltu termodünaamilise keha omadustest. Ta põhineb termodünaamika teisel seadusel. Absoluutse temperatuuri mõiste võttis termodünaamika teise seaduse alusel kasutusele *W. Thomson* (*Kelvin*).

Tagastatavas Carnot' ringprotsessis termodünaamiliselt kehalt jahutajale üleantud soojushulga suhe soojusallikalt saadud soojushulgasse on jahutaja ja soojusallika antud temperatuuril konstantne suurus ega sõltu termodünaamilise keha omadustest ning soojusallikalt saadud soojushulga absoluutväärtusest. Õeldu väljendub matemaatiliselt kujul:

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{q_2'}{q_1'} = \frac{q_2''}{q_1''} = \dots = konst. \quad (2-86)$$

Olgu antud rida soojusallikaid temperatuuridega T_1, T_2, T_3, \dots , kusjuures iga järgnev temperatuur on eelmisest madalam. See-

tõttu on soojusallikad temperatuuriga T_2, T_3, \dots temperatuuri T_1 omava keha suhtes jahutajad. See võimaldab Carnot' ringprotsessi teostamist järgmistes temperatuurivahemikes: $T_1 - T_2, T_1 - T_3, T_1 - T_4, \dots$. Kui igasse sellisesse ringprotsessi anda soojusallikalt (kehalt temperatuuriga T_1) soojushulk q_1 , saame suhete rea

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{q_2}{q_1}, \quad \frac{T_3}{T_1} = \frac{q_3}{q_1}, \quad \frac{T_4}{T_1} = \frac{q_4}{q_1}, \dots \quad (2-87)$$

ehk

$$q_1 : q_2 : q_3 : \dots = T_1 : T_2 : T_3 : \dots \quad (2-88)$$

Viimasest seosest järeldub, et keha temperatuuri on võimalik mõõta vastavate soojushulkade kaudu. Kuna soojushulk ei ole sõltuv termodünaamilise keha füüsikalistest omadustest, siis on ka selliselt kujundatav temperatuuriskaala absoluutne ja ainest sõltumatu. Saadud suhete rida moodustabki absoluutse termodünaamilise temperatuuriskaala. Andnud temperatuurile T_1 vabalt valitud arvvaartuse, on selle kaudu juba määratud ka temperatuuride T_2, T_3, T_4, \dots väärtused absoluutses temperatuuriskaalas.

Suhete (2-87) põhjal saab absoluutse temperatuuri mõistele anda ka järgmise termodünaamilise põhjenduse. Valides ringprotsessi antava soojushulga q_1 arvuliselt võrdseks soojusallika temperatuuriga, saame: $T_2 = q_2, T_3 = q_3, \dots$, s. t. absoluutseid temperatuure saab arvuliselt vaadelda soojushulkadena, mida tagastatavas Carnot' ringprotsessis antakse jahutajatele soojusallikalt, kui viimane saab igas sellises ringprotsessis ühe ja sama soojushulga q_1 .

Termodünaamika teise seaduse abil on võimalik anda ka absoluutse temperatuuriskaala nullpunkti valiku põhjendus. Vastavalt Carnot' ringprotsessi termilise kasuteguri avaldisele on absoluutseks nulltemperatuuriks temperatuur, mida omaks jahutaja, kui kogu ringprotsessi antav soojus muunduks tööks, s. o. $\eta_c = 1$.

Temperatuuride määramine Carnot' ringprotsessi vahendusel ei ole praktiliselt võimalik, kuna see on seotud täpsete soojushulkade mõõtmisega. Selleks pole ka vajadust, sest absoluutset temperatuuriskaalat on võimalik funktsionaalselt siduda meelevaldse temperatuuriskaalaga.

2-17. Termodünaamilise keha erisoojus

Termodünaamilise keha erisoojuseks nimetatakse soojushulka, mis on vaja anda teatud kogusele ainele tema temperatuuri tõstmiseks ühe ühiku võrra:

$$c = \frac{dq}{dt} \quad (2-89)$$

Arvestades valemite (2-20), saame:

$$c = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \frac{dv}{dT}. \quad (2-90)$$

Üldisel juhul (valem (2-21)) omandab avaldis (2-90) kuju:

$$c = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_{x_1, x_2, x_3, \dots} + \sum_{(i)} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x_i} \right) + X_i \right] \frac{dx_i}{dT}. \quad (2-91)$$

Erisoojust 1 kg aine kohta nimetatakse masserisoojuseks. Tema mõõtühikuks on $J/(kg \cdot K)$. Masserisoojuse c kõrval leiavad kasutamist ka mahterisoojus — c' $J/(m^3 \cdot K)$ ja moolerisoojus — C $J/(mool \cdot K)$. Kahte viimast kasutatakse peamiselt gaasiliste kehade puhul. Mahterisoojus antakse seejuures gaasikoguse (massi) kohta, mida sisaldab 1 m^3 gaasi normaaltingimustel. Sellist gaasi kogust nimetatakse normaalkuupmeetriks.

Ideaalse gaasi korral kehtivad erisoojuste vahel järgmised seosed:

$$c = \frac{C}{\mu} = \frac{c'}{\rho_0} \text{ J/(kg} \cdot \text{K)},$$

$$c' = \frac{C'}{22,4} = \rho_0 c \text{ J/(m}^3 \cdot \text{K)},$$

$$C = \mu c = 22,4 c' \text{ J/(mool} \cdot \text{K)},$$

kus ρ_0 — gaasi tihedus normaaltingimustel,

μ — gaasi moolmass.

Kuna soojushulk dq on protsessifunktsioon, siis peab ka termodünaamilise keha erisoojus c sõltuma nendest tingimustest, mille juures määratakse dq/dT . Sõltuvalt termodünaamilise protsessi iseloomust (erisoojuse määramise tingimustest) võib ühel kehal olla ka mitu erinevat erisoojust. Erisoojuse arvvaartused võivad muutuda piires $-\infty$ kuni $+\infty$. Termodünaamikas leiavad kõige ulatuslikumat praktilist kasutamist termodünaamilise keha isohooriline ja isobaariline erisoojus.

Erisoojus püsival mahul ehk isohooriline erisoojus c_v saadakse siis, kui termodünaamilise keha maht jääb erisoojuse määramisel konstantseks.

Termodünaamilise keha isohoorilisel (püsivmahulisel) kuumutamisel $v = konst.$ ja $dv = 0$ ning isohooriline erisoojus valemi (2-90) põhjal avaldub:

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v. \quad (2-92)$$

Järelikult, termodünaamilise keha isohooriline erisoojus võrdub siseenergia osatuletisega temperatuuri järgi püsival mahul.

Jagades võrrandi (2-20) mõlemaid pooli absoluutse temperatuuriga, saame entroopia diferentsiaali jaoks järgmise avaldise:

$$ds = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] dv.$$

Kuna ds on täisdiferentsiaal, siis tingimuse (1-80) kohaselt

$$\frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \right]_T = \frac{\partial}{\partial T} \left\{ \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \right\}_v \quad (2-93)$$

ehk

$$\frac{1}{T} \frac{\partial^2 u}{\partial v \partial T} = - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] + \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial v \partial T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \right]. \quad (2-94)$$

Võrrandist (2-94) järgneb, et

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p. \quad (2-95)$$

Asetades $(\partial u / \partial T)_v = c_v$ (valem (2-92)) ja leitud $(\partial u / \partial v)_T$ siseenergia diferentsiaali du avaldise (2-12) (esimene võrrand), saame:

$$du = c_v dT + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv. \quad (2-96)$$

Valem (2-96) on kasutatav termodünaamilise keha siseenergia määramiseks:

$$u = \int c_v dT + \int \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv. \quad (2-97)$$

Ideaalse gaasi puhul $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{R}{v}$ ning

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT = c_v dT. \quad (2-98)$$

Kuna ideaalse gaasi siseenergia sõltub ainult temperatuurist, siis ka ideaalse gaasi erisoojus võib sõltuda ainuüksi temperatuurist. Vastavalt sellele avaldub siseenergia muutus ideaalse gaasi üleminekul olekust 1 olekusse 2:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT. \quad (2-99)$$

Võrrandist (2-96) on järeldatav isohoorilise erisoojuse arvutusvalem. Kuna siseenergia on olekufunktsioon, siis

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = \frac{\partial}{\partial T} \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p \right]_v \quad (2-100)$$

ehk peale diferentseerimist saame:

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v. \quad (2-101)$$

Arvestades, et $T = \text{konst.}$ puhul $dv = (\partial v / \partial p)_T dp$, avaldub isohooriline erisoojus järgmiselt:

$$c_v = c_{v_0} + T \int_0^v \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v dv = c_{v_0} + T \int_0^p \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp. \quad (2-102)$$

Valemis (2-102) liige c_{v_0} on termodünaamilise keha erisoojus olekus $p \rightarrow 0$ (isohooriline erisoojus nullrõhul). c_{v_0} sõltub ainult temperatuurist. Liige $\Delta c_v = T \int_0^p \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp$ sõltub termodünaamilise keha omadustest ning on määratud termilise olekuvõrrandiga. Nii ideaalsele gaasile kui ka van der Waalsi gaasile $(\partial^2 p / \partial T^2)_v = 0$ ning $\Delta c_v = 0$.

Erisoojus püsival rõhul ehk isobaariline erisoojus c_p saadakse siis, kui termodünaamilise keha rõhk jääb erisoojuse määramisel konstantseks.

Võrrandist (2-24) järeldub, et

$$ds = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \right] dT + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T + p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \right] dp. \quad (2-103)$$

Viimase seose põhjal

$$\frac{\partial}{\partial p} \left\{ \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \right] \right\}_T = \frac{\partial}{\partial T} \left\{ \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T + p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \right] \right\}_p \quad (2-104)$$

ehk

$$\begin{aligned} & \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial p \partial T} + \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + p \frac{\partial^2 v}{\partial p \partial T} \right] = \\ & = - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T + p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \right] + \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial T \partial p} + p \frac{\partial^2 v}{\partial T \partial p} \right], \end{aligned} \quad (2-105)$$

millest

$$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T. \quad (2-106)$$

Termodünaamilise keha isobaarilisel (püsivrõhulisel) kuumutamisel $p = \text{konst.}$ ja $dp = 0$ ning võrrandi (2-24) põhjal isobaariline erisoojus

$$c_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p, \quad (2-107)$$

millest

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p = c_p - p \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \quad (2-108)$$

Asetades leitud $(\partial u / \partial p)_T$ ja $(\partial u / \partial T)_p$ väärtused võrrandisse (2-24) ning jagades ta läbi absoluutse temperatuuriga, saame:

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp. \quad (2-109)$$

Valemi (2-109) põhjal

$$\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{c_p}{T}\right)_T = -\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p, \quad (2-110)$$

ehk

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p. \quad (2-111)$$

Järelikult

$$c_p = c_{p_0} - T \int_0^p \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p dp. \quad (2-112)$$

Viimases valemis väljendab liige c_{p_0} termodünaamilise keha isobaarilist erisoojust juhul, kui $p \rightarrow 0$ (keha isobaariline erisoojus nullrõhul). Nagu c_{v_0} , nii ka c_{p_0} sõltub ainult temperatuurist. Liige

$\Delta c_p = -T \int_0^p \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p dp$ väljendab erisoojuse parandust rõhust. Ideaalsele gaasile $\Delta c_p = 0$.

2-18. Erisoojuste c_v ja c_p omavaheline seos ning suhe

Termodünaamilise keha isohooriline ja isobaariline erisoojus on omavahel seotud. Teades neist ühte, on teine keha termilise olekuvõrrandi kaudu arvutatav. Seetõttu võime piirduda ainult ühe erisoojuse eksperimentaalse määramisega.

Termodünaamilise keha isobaariline erisoojus avaldub võrrandi (2-90) põhjal selliselt:

$$c_p = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p, \quad (2-113)$$

kuna $c_v = (\partial u / \partial T)_v$.

Asetades avaldisega (2-95) määratud $(\partial u / \partial v)_T$ valemisse (2-113), saame:

$$c_p - c_v = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p. \quad (2-114)$$

Arvestades, et $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T$ ja $\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$, võime valemi (2-114) esitada ka järgmiselt:

$$c_p - c_v = -T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v^2 \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \quad (2-115)$$

ja

$$c_p - c_v = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T. \quad (2-116)$$

Valemities (2-114) — (2-116) esinevad osatuletised $(\partial p / \partial T)_v$, $(\partial v / \partial T)_p$, ... on määratavad termodünaamilise keha olekuvõrrandist.

Kuna $(\partial p / \partial v)_T < 0$, siis järeldub valemist (2-116), et $c_p - c_v > 0$. Termodünaamilise keha isohoorilisel kuumutamisel kulub kogu soojus ainult siseenergia suurendamiseks, isobaarilisel kuumutamisel aga nii siseenergia suurendamiseks kui ka paisumistööks. Sellest tulenebki, et $c_p > c_v$.

$$\text{Ideaalse gaasi puhul } \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{R}{v} \text{ ja } \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{v}{T} = \frac{R}{p} \text{ ning} \\ c_p - c_v = R. \quad (2-117)$$

Viimast avaldist tuntakse Mayeri võrrandina.

Mayeri võrrandist selgub, et juhul, kui keha allub termilisele olekuvõrrandile $pv = RT$, on vahe $c_p - c_v$ konstantne suurus. Keerukamate olekuvõrrandite puhul sõltub $c_p - c_v$ keha termilistest oleku-

parameetritest. Juhul kui termodünaamiline keha allub van der Waalsi võrrandile, siis

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v-b} = \frac{p + \frac{a}{v^2}}{T}$$

ja

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p - \frac{a}{v^2} + \frac{2ab}{v^3}}$$

ning võrrandi (2-114) põhjal

$$c_p - c_v = R \frac{p + \frac{a}{v^2}}{p - \frac{a}{v^2} + \frac{2ab}{v^3}} \quad (2-118)$$

Termodünaamikas leiab ulatuslikku rakendamist suhe

$$k = \frac{c_p}{c_v} \quad (2-119)$$

Mõningate gaaside k väärtused temperatuuril 20 °C: õhk — 1,41; O₂ — 1,398; N₂ — 1,41; H₂ — 1,408; H₂O — 1,33; CO₂ — 1,305. Kuna nii c_p kui ka c_v on sõltuvad keha olekuparameetritest, siis järelikult sõltub ka suhe c_p/c_v samadest parameetritest.

Tuginedes Mayeri võrrandile, avalduvad c_p ja c_v k kaudu kujul:

$$c_v = \frac{R}{k-1} \quad \text{ja} \quad c_p = \frac{k}{k-1} R \quad (2-120)$$

2-19. Erisoojuste molekulaar-kineetiline tõlgendus

Molekulaar-kineetiline teooria käsitleb ideaalset gaasi kui translatoorset ja pöörlevat liikumist omavate elastsete molekulide kogumit (I peatükis ideaalse gaasi käsitlemisel molekulide rotatoorse liikumisega ei arvestatud). Molekuli translatoorse liikumise energia on lahutatav kolmeks ristkomponendiks, s. t. translatoorsel liikumisel on kolm vabadusastet. Pöörleva liikumise vabadusastmete arv on aga sõltuv aatomite arvust molekulis (aatomsusest). Üheaatomilisel gaasil on ainult kolm vabadusastet ($i=3$). Kaheaatomilise gaasi molekul võib peale translatoorse liikumise ka pöörelda ümber aatomite ühendussirgel paikneva raskuskeskme ($i=5$). Kolme- ja enamaatomilistel gaasidel on kolm translatoorse ja kolm pöörleva liikumise vabadusastet ($i=6$).

Gaasi molekulaar-kineetilise teooria seisukohalt jaguneb siseenergia proportsionaalselt molekuli vabadusastmete arvuga. Siit

tulenevalt peaks ka gaasi erisoojus sõltuma tema molekulide vabadusastmete arvust.

Tuginedes ideaalse gaasi molekulaar-kineetilise teooria põhivõrrandile (1-8) ja arvestades sellega, et $N_0 k = \mu R$:

$$U = \frac{3}{2} N_0 k T = \frac{3}{2} \mu R T$$

ning avaldise (2-92) põhjal

$$C_v = \mu c_v = \frac{d(\mu u)}{dT} = \frac{3}{2} \mu R = \frac{i}{2} \mu R, \quad (2-121)$$

kus N_0 — molekulide arv ühes moolis gaasis,

k — Boltzmanni konstant,

i — vabadusastmete arv.

Üheaatomilisele gaasile $C_v = \frac{3}{2} \cdot 8,314 = 12,5$ kJ/(kmool·K).

Seega tuleb ühe vabadusastme kohta energia (12,5/3) = 4,16 kJ/(kmool·K). Asetades C_v väärtuse Mayeri võrrandisse,* saame

$$C_p = \mu R + \frac{i}{2} \mu R = \frac{i+2}{2} \mu R \quad (2-122)$$

ehk üheaatomilisele gaasile $C_p = \frac{3+2}{2} \cdot 8,314 = 20,8$ kJ/(kmool·K).

Analoogiliselt võime arvutada erisoojuste väärtused ka kahe ja enamaatomilistele gaasidele.

Saadud arvud on üldises kooskõlas madalatel temperatuuridel määratud erisoojusega. Kõrgetel temperatuuridel lisandub mitmeaatomilistes molekulides translatoorsele ja pöörlevale liikumisele veel aatomite võnkumine. Aatomite võnkumist molekulis arvestab erisoojuste kvantteooria. Vastavalt sellele teooriale sõltuvad kahe ja enamaatomiliste gaaside erisoojused temperatuurist. Tuginedes öeldule, gaasi isohooriline erisoojus

$$C_v = \frac{i}{2} \mu R + \sum_i^J \mu R \left(\frac{\Theta}{T} \right)^2 \frac{\exp\left(\frac{\Theta}{T}\right)}{\left[\exp\left(\frac{\Theta}{T}\right) - 1 \right]^2}, \quad (2-123)$$

kus i — translatoorse ja pöörlevliikumise vabadusastmete arv,

J — molekulisiseste võnkumiste vabadusastmete arv,

Θ — $h\omega/k$ — võnkuvliikumist iseloomustav temperatuur,

h — Plancki konstant,

* Ühe mooli gaasi kohta avaldub Mayeri võrrand kujul: $\mu c_p - \mu c_v = \mu R$ ehk $C_p - C_v = \mu R$.

k — Boltzmanni konstant,
 ω — võngete arv ajaühikus,
 T — gaasi temperatuur.

Valemit (2-123) tuntakse A. Einsteini (1879—1955) valemina.

Valemi (2-123) esimene liige väljendab energia hulka molekulide translatoorsel ja pöörleval liikumisel, teine liige aga molekulisestest võnkumiste energiat.

2-20. Keskmised erisoojused

Nagu märkisime, sõltub termodünaamilise keha erisoojus termilistest olekuparameetritest. Erisoojuse sõltuvust temperatuurist väljendatakse tavaliselt polünoomina

$$c = \sum_{j=0}^n \psi_j t^j. \quad (2-124)$$

Liikmete arv valemis (2-124) sõltub molekuli aatomsusest.

Erisoojust, mida termodünaamiline keha omab antud olekus, nimetatakse tõeliseks erisoojuseks. Valemitega (2-89), (2-124) jt. avaldatud erisoojused on seega tõelisteks erisoojusteks. Mõningate gaaside tõeliste erisoojuste avaldised on toodud tabelis 2-1.

Tabel 2-1 Gaaside tõelised erisoojused
(temperatuurivahemikus 0—1500 °C)

Gaas	Masserisoojus kJ/(kg·K)	Mahterisoojus kJ/(m ³ ·K)
O ₂	$c_v = 0,6603 + 0,0002130 t$ $c_p = 0,9203 + 0,0002130 t$	$c'_v = 0,9429 + 0,0003154 t$ $c'_p = 1,3138 + 0,0003154 t$
N ₂	$c_v = 0,7272 + 0,0001771 t$ $c_p = 1,024 + 0,0001771 t$	$c'_v = 0,9089 + 0,0002214 t$ $c'_p = 1,2799 + 0,0002214 t$
CO ₂	$c_v = 0,6764 + 0,0004886 t$ $c_p = 0,8654 + 0,0004886 t$	$c'_v = 1,3281 + 0,0009596 t$ $c'_p = 1,6990 + 0,0009596 t$
H ₂ O	$c_v = 1,3716 + 0,0006222 t$ $c_p = 1,833 + 0,0006222 t$	$c'_v = 1,1024 + 0,0004996 t$ $c'_p = 1,4733 + 0,0004996 t$
Õhk	$c_v = 0,7088 + 0,00018598 t$ $c_p = 0,9956 + 0,00018598 t$	$c'_v = 0,9157 + 0,0002402 t$ $c'_p = 1,2866 + 0,0002402 t$

Tõeliste erisoojuste kõrval kasutatakse laialdaselt ka keskmist erisoojust, mis saadakse järgnevalt. Võrrandi (2-89) alusel avaldub termodünaamilisele kehale juurdeantav soojushulk temperatuuri tõusul t_1 -lt t_2 -le järgmiselt:

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt. \quad (2-125)$$

Kui erisoojus ei sõltu temperatuurist, siis

$$q = c(t_2 - t_1). \quad (2-126)$$

Avaldades tõelise erisoojuse temperatuuri funktsioonina (valem (2-124)), kehale juurdeantav soojushulk

$$\begin{aligned} q &= \int_{t_1}^{t_2} \sum_{j=0}^n \psi_j t^j dt = \\ &= \left(\psi_0 + \psi_1 \frac{t_1 + t_2}{2} + \psi_2 \frac{t_1^2 + t_1 t_2 + t_2^2}{3} + \dots \right) (t_2 - t_1) = \\ &= c_m \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1). \end{aligned} \quad (2-127)$$

Valemis (2-127) on suurus $c_m \Big|_{t_1}^{t_2} = \psi_0 + \psi_1 \frac{t_1 + t_2}{2} + \psi_2 \frac{t_1^2 + t_1 t_2 + t_2^2}{3} + \dots$ termodünaamilise keha keskmine erisoojus temperatuuri-intervallis t_1 kuni t_2 .

Keskmiised erisoojused antakse kas valemite kujul või tabelitena. Viimased koostatakse gaaside jaoks enamasti 0°C kuni keha antud temperatuurini. - Sellisel juhul avaldub keskmine erisoojus

$$c_m \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_m \Big|_0^{t_2} t_2 - c_m \Big|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1} \quad (2-128)$$

ning kehale juurdeantav soojushulk temperatuuri tõusul t_1 -lt t_2 -le järgmiselt:

$$q = c_m \Big|_0^{t_2} t_2 - c_m \Big|_0^{t_1} t_1. \quad (2-129)$$

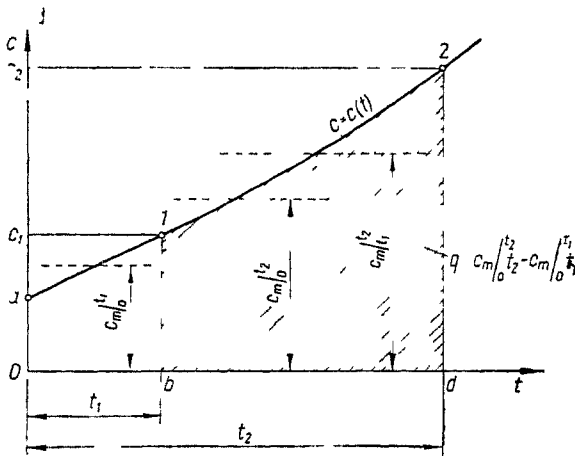
Seejuures $c_m \Big|_0^{t_2}$ ja $c_m \Big|_0^{t_1}$ on keskmiised erisoojused vastavalt temperatuuri-intervallis 0 kuni t_2 ja 0 kuni t_1 .

Mõningate gaaside keskmiised erisoojused on toodud tabelis 2-2.

Tabel 2-2 Gaaside keskmised isobaarilised mahterisoojused kJ/(m³ K)

°C	O ₂	N ₂	CO ₂	H ₂ O	Õhk (kuiv)
0	1,306	1,295	1,600	1,494	1,297
100	1,318	1,296	1,700	1,505	1,300
200	1,335	1,300	1,787	1,522	1,307
300	1,356	1,307	1,863	1,542	1,317
400	1,378	1,316	1,930	1,565	1,329
500	1,398	1,328	1,989	1,590	1,343
600	1,417	1,340	2,041	1,615	1,357
700	1,434	1,354	2,088	1,641	1,371
800	1,450	1,367	2,131	1,668	1,384
900	1,465	1,380	2,169	1,696	1,398
1000	1,478	1,392	2,204	1,723	1,410
1100	1,489	1,403	2,235	1,750	1,421
1200	1,501	1,414	2,264	1,777	1,433
1300	1,511	1,425	2,290	1,803	1,443
1400	1,520	1,435	2,314	1,828	1,453
1500	1,529	1,444	2,335	1,853	1,462
1600	1,538	1,453	2,356	1,876	1,471
1700	1,546	1,461	2,374	1,900	1,479
1800	1,554	1,469	2,392	1,921	1,487
1900	1,562	1,476	2,407	1,942	1,494
2000	1,569	1,483	2,422	1,963	1,501
2100	1,576	1,489	2,436	1,982	1,507
2200	1,583	1,495	2,448	2,001	1,514

Valemiga (2-129) määratud soojushulk ja keskmiste erisoojuste mõiste graafiline interpretatsioon on kujutatud joonisel 2-16. Kujutagu joonisel toodud kõver sõltuvust $c=c(t)$. Pindala $\square Oa2dO$ on võrdne soojushulgaga, milline suundub kehale kuumutamisel null temperatuurist kuni t_2 -ni, pindala $\square OalbO$ võrdub aga soojushulgaga, milline suunduks kehale kuumutamisel alates



Joonis 2-16 Erisoojuse sõltuvus temperatuurist

0 °C kuni temperatuurini t_1 . Nende pindalade vahe määrab keha kuumutamiseks tarbitud soojushulga temperatuuri tõusul t_1 -lt t_2 -le.

Erisoojuste sõltuvust rõhust (viimane hakkab olulist mõju avaldama kõrgetel rõhkudel) väljendavad valemid (2-102) ja (2-112). Viimaste kasutamine eeldab keha termilise olekuvõrrandi teadmist. Sagedamini määratakse erisoojuse sõltuvus rõhust selleks koostatud tabelite või diagrammide põhjal.

2-21. Entalpia

Termodünaamilise keha entalpiaks nimetatakse siseenergia (u) ja rõhuenergia (pv) summat

$$i = u + pv. \quad (2-130)$$

Diferentseerides avaldist (2-130), saame

$$di = du + pdv + vdp$$

ehk

$$du + pdv = di - vdp. \quad (2-131)$$

Vastavalt termodünaamika esimesele seadusele $dq = du + pdv$ ning

$$dq = di - vdp$$

ehk

$$dq = di + dl_i, \quad (2-132)$$

kus dl_i tähistab tehnilise töö diferentsiaali ($dl_i = -vdp$).

Üldisemal juhul, kui $dq = du + pdv + \sum_{i=2}^n X_i dx_i$, siis

$$dq = di - vdp + \sum_{i=2}^n X_i dx_i. \quad (2-133)$$

Võrrand (2-132) ja (2-133) on termodünaamika esimese seaduse matemaatilisteks avaldisteks entalpia ja tehnilise töö kaudu.

Võrrandist (2-132) järeldub, et

$$c_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_p = \left(\frac{di}{dT} \right)_p. \quad (2-134)$$

Seega on entalpia tuletis temperatuuri järgi püsival rõhul võrdne isobaarilise erisoojusega.

Entalpia on olekufunktsioon, s.t. termodünaamilises protsessis esinev termodünaamilise keha entalpia muutus on määratud ainult süsteemi lõpp- ja algolekuga. Vaadeldes entalpiat funktsioonina termitelistest olekuparameetritest, võime kirjutada

$$\left. \begin{aligned} i &= i(T, p), & di &= \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp \\ i &= i(T, v), & di &= \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial i}{\partial v} \right)_T dv \\ i &= i(p, v); & di &= \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_v dp + \left(\frac{\partial i}{\partial v} \right)_p dv \end{aligned} \right\} \quad (2-135)$$

Kui süsteemile peale rõhu mõjuvad veel mittemehaanilised jõud, siis $i = i(T, x_1, x_2, \dots)$ korral

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_{p, x_1, x_2, \dots} dT + \sum_{(j)} \left(\frac{\partial i}{\partial X_j} \right) dX_j. \quad (2-136)$$

Seose (2-134) alusel omandab valem (2-135) kuju

$$di = c_p dT + \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp. \quad (2-137)$$

Valemist (2-137) nähtub, et entalpia on peale isobaarilise erisoojuse määratud veel osatuletisega $(\partial i / \partial p)_T$, mis omakorda sõltub termodünaamilise keha omadustest. Osatuletise $(\partial i / \partial p)_T$ määramiseks termiliste olekuparameetrite kaudu asetame valemitega (2-108) ja (2-106) määratud osatuletised $(\partial u / \partial T)_p$ ja $(\partial u / \partial p)_T$ võrrandisse (2-24):

$$\begin{aligned} dq &= \left[c_p - p \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dT + \\ &+ \left[-T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T + p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \right] dp \end{aligned}$$

ehk

$$dq = c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp. \quad (2-138)$$

Kuna aga $di = dq + v dp$, siis

$$di = c_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp. \quad (2-139)$$

Ideaalse gaasi puhul $(\partial v / \partial T)_p = (R/p)$ ning $\left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] = 0$.
Järelikult

$$di = c_p dT \quad (2-140)$$

ning entalpia muutus süsteemi üleminekul olekust 1 olekusse 2:

$$\Delta i = i_2 - i_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT \quad (2-141)$$

Kuna ideaalse gaasi erisoojus sõltub ainult temperatuurist, on viimasel juhul ka entalpia määratud ainuüksi temperatuuriga.

Entalpia kui olekufunktsiooni muutus ringprotsessis $\int_D di = 0$.

2-22. Entroopia arvutusvalemid

Vastavalt avaldisele (2-20) ja (2-31)

$$ds = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] dv$$

ja

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

Esitatud võrrandite võrdlemisest järeldub:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v &= \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \\ \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T &= \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \end{aligned} \right\} \quad (2-142)$$

Diferentseerime esimest võrrandit erimahu järgi püsival temperatuuril ning teist võrrandit temperatuuri järgi püsival erimahul:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 s}{\partial T \partial v} &= \frac{1}{T} \frac{\partial^2 u}{\partial T \partial v} \\ \frac{\partial^2 s}{\partial v \partial T} &= \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial v \partial T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \right] - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \end{aligned} \right\} \quad (2-143)$$

Võrrandite (2-143) võrdsustamisest tuleneb:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p. \quad (2-144)$$

Arvestades sellega, et $(\partial u/\partial T)_v = c_v$ ning asetades avaldisega (2-144) määratud osatuletise $(\partial u/\partial v)_T$ esimesse lähtevõrrandisse, saame:

$$ds = \frac{c_v}{T} dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv. \quad (2-145)$$

Viimane avaldis on entroopia arvutamise põhivõrrandiks, kui sõltumatuteks muutujateks on temperatuur ja erimaht. Võrrandist (2-145) järeldub, et

$$c_v = -T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_s, \quad (2-146)$$

$$c_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v. \quad (2-147)$$

Avaldisest (2-139) järgneb, et $dq = di - vdp = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p dT + \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T - v \right] dp$.

Valides sõltumatuteks muutujateks temperatuuri ja rõhu, võime elmise avaldise põhjal kirjutada

$$ds = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p dT + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T - v \right] dp.$$

Valemi (2-31) järgi

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp.$$

Kasutades eespool esitatud mõttekäiku, saame (vt. avaldised (2-143))

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

ning

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp. \quad (2-148)$$

Avaldis (2-148) on entroopia põhivõrrandiks, kui sõltumatuteks muutujateks on temperatuur ja rõhk. Ilmselt

$$c_p = T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_s, \quad (2-149)$$

samuti

$$c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p. \quad (2-150)$$

Kuna valemi (1-87) põhjal

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

siis seostest (2-146) ja (2-149) ning (2-147) ja (2-150) järelduvad järgmised valemid erisoojuste suhte määramiseks

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s}{\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T} = \frac{\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p}{\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v}. \quad (2-151)$$

Võrranditest (2-145) ja (2-148) on tuletatavad valemid entroopia muutuse arvutamiseks termodünaamilise keha üleminekul algolekust lõppolekusse. Ideaalse gaasi korral $(\partial p / \partial T)_v = (R/v)$ ning võrrandi (2-145) põhjal

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v}{T} dT + \int_{v_1}^{v_2} \frac{R}{v} dv.$$

Lugesed erisoojuse temperatuurist sõltumatuks, saame peale integreerimist

$$\Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (2-152)$$

Asetame $(\partial v / \partial T)_p = (R/p)$ võrrandisse (2-148), siis

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p}{T} dT - \int_{p_1}^{p_2} \frac{R}{p} dp$$

ning $c_p = konst.$ korral

$$\Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (2-153)$$

Et $\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}$, saame avaldisest (2-153) valemi entroopia muutuse arvutamiseks termodünaamilise keha rõhu ja erimahu kaudu.

$$\Delta s = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (2-154)$$

2-23. Termodünaamiliste potentsiaalide mõiste

Termodünaamiliste potentsiaalide ehk termodünaamilise süsteemi karaktersete funktsioonide mõiste võeti kasutusele *W. Gibbsi* poolt.

Termodünaamilistele potentsiaalidele põhinev meetod on analüütiline ning ta tugineb termodünaamika põhivõrrandile

$$Tds \geq du + \sum_{i=1}^n X_i dx_i.$$

Termodünaamiliste potentsiaalide meetodi olemus seisneb selles, et termodünaamika põhivõrrandist on järeldatavad termodünaamilise süsteemi erinevate olukordade iseloomustamiseks mitmed olekufunktsioonid (termodünaamilised potentsiaalid). Teades termodünaamilist süsteemi iseloomustavat potentsiaali, on tema kaudu analüütiliselt määratavad kõik süsteemi iseloomustavad termilised ja soojuslikud parameetrid. Vastava termodünaamilise potentsiaali vähenemine antud termodünaamilises protsessis on võrdne süsteemile mõjuvate jõudude poolt tehtava tööga. Termodünaamiliste potentsiaalide üheks omaduseks on veel see, et nende ekstremaalväärtused iseloomustavad antud termodünaamilist potentsiaali määravatel sõltumatutele parameetritel süsteemi tasakaalutingimusi.

2-24. Isohooriline termodünaamiline potentsiaal

Isohooriliseks termodünaamiliseks potentsiaaliks ehk vabaenergiaaks nimetatakse suurust

$$F = u - Ts. \quad (2-155)$$

Diferentseerides avaldist (2-155), saame

$$dF = du - Tds - sdT. \quad (2-156)$$

Kui süsteemis peale mehaaniliste jõudude teisi jõude ei mõju, siis vastavalt võrrandile (2-43) $du = Tds - dl$ ning

$$dF = -sdT - dl = -sdT - pdv. \quad (2-157)$$

Viimasest avaldisest järeldub, et $T = konst.$ korral $dl = -dF$ ja $l = F_1 - F_2$. Seega võrdub mehaaniline töö tagastatavas isotermilises termodünaamilises protsessis süsteemi isohoorilise termodünaamilise potentsiaali vähenemisega. Tagastamatu isotermilise

protsessi korral $l < F_1 - F_2$. Vahet $\Delta F = F_1 - F_2$ nimetatakse maksimaalseks mehaaniliseks isotermiliseks tööks.

Kui süsteemile mõjuvad peale mehaaniliste jõudude veel mittemehaanilised jõud, siis liites võrrandi $Tds = du + pdv + \sum_{i=2}^n X_i dx_i$ mõlemale poolele liikme $d(-Ts)$ ja arvestades avaldisega (2-156), saame

$$dF = -sdT - pdv - \sum_{i=2}^n X_i dx_i. \quad (2-158)$$

Viimasest võrrandist nähtub, et süsteemis toimuvate isotermisohooriliste protsesside korral on isohoorilise termodünaamilise potentsiaali vähenemine ekvivalentne mittemehaaniliste jõudude poolt tehtava tööga, s. o. $\sum_{i=2}^n X_i dx_i = -(dF)_{v, T}$.

Isohoorilise termodünaamilise potentsiaali korral on süsteemi iseloomustavateks parameetriteks temperatuur ja maht. Vastavalt sellele

$$F = F(T, v); \quad dF = \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial F}{\partial v} \right)_T dv. \quad (2-159)$$

Võrranditest (2-157) ja (2-159) järeldub

$$s = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_v, \quad (2-160)$$

$$p = - \left(\frac{\partial F}{\partial v} \right)_T. \quad (2-161)$$

Arvestades valemiga (2-160), isotermilise protsessi maksimaalne mehaaniline töö

$$l = F_1 - F_2 = (u_1 - u_2) - T(s_1 - s_2) = (u_1 - u_2) + T \frac{\partial}{\partial T} (F_1 - F_2)_v$$

ehk

$$l = -\Delta u + T \left(\frac{\partial l}{\partial T} \right)_v. \quad (2-162)$$

Kui isohoorilise termodünaamilise potentsiaali esimese tuletise kaudu on määratavad süsteemi entroopia ja rõhk, siis teise tuletise kaudu avalduvad isohooriline erisoojus ja isotermiline paisumistegur. Diferentseerides avaldist (2-160) temperatuuri järgi ning arvestades sellega, et $c_v = T(\partial s / \partial T)_v$ (valem (2-147)), saame

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v = - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \right)_v = \frac{c_v}{T}$$

ehk

$$c_v = -T \left(\frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \right)_v \quad (2-163)$$

Valemist (2-161) järgneb, et

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T = - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial v^2} \right)_T$$

ning isotermiline paisumistegur (valem (1-89)) avaldub kujul

$$\kappa = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = - \frac{1}{v \left(\frac{\partial^2 F}{\partial v^2} \right)_T} \quad (2-164)$$

Avaldiste (2-160) ja (2-161) diferentseerimisest järgneb:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial T \partial v} = - \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T$$

ja

$$\frac{\partial^2 F}{\partial T \partial v} = - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v$$

Järelikult

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \quad (2-165)$$

Arvestades valemiga (2-160), siseenergia

$$u = F + Ts = F - T \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_v \quad (2-166)$$

Viimati saadud valemit võib kasutada isohoorilise termodünaamilise potentsiaali arvutamiseks siseenergia kaudu. Selleks anname võrrandile (2-166) järgmise kuju:

$$\frac{u}{T^2} = \frac{F}{T^2} - \frac{1}{T} \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_v = - \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{F}{T} \right)_v, \quad (2-167)$$

millest

$$\frac{F}{T} = - \int \frac{u}{T^2} dT + konst.$$

ehk

$$F = -T \int \frac{u}{T^2} dT + konst. \quad (2-168)$$

Entalpia avaldub isohoorilise termodünaamilise potentsiaali kaudu järgmiselt:

$$i = u + pv = F - T \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_v - v \left(\frac{\partial F}{\partial v} \right)_T. \quad (2-169)$$

2-25. Isobaariline termodünaamiline potentsiaal

Isobaariliseks termodünaamiliseks potentsiaaliks nimetatakse suurust

$$\Phi = i - Ts. \quad (2-170)$$

Diferentseerides avaldist (2-170), saame

$$d\Phi = di - Tds - sdT. \quad (2-171)$$

Kui süsteemis peale mehaaniliste jõudude teisi jõude ei mõju, siis $di = Tds + vdp$ ning

$$d\Phi = -sdT + vdp. \quad (2-172)$$

Viimasest võrrandist selgub, et $T = konst.$ korral $dl_t = -d\Phi$ ja $l_t = \Phi_1 - \Phi_2$. Seega on tehniline töö tagastatavas isotermilises termodünaamilises protsessis ekvivalentne süsteemi isobaarilise termodünaamilise potentsiaali vähenemisega. Tagastamatu isotermilise protsessi puhul $l_t < \Phi_1 - \Phi_2$. Järelikult määrab vahe $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ isotermilises protsessis tehtava maksimaalse tehnilise töö.

Kui süsteemile mõjuvad peale mehaaniliste jõudude ka mittemehaanilised jõud, siis

$$d\Phi = sdT + vdp - \sum_{i=2}^n X_i dx_i. \quad (2-173)$$

Viimasest võrrandist nähtub, et süsteemis toimuvate isotermisobaariliste protsesside korral on isobaarilise termodünaamilise potentsiaali vähenemine võrdne mittemehaaniliste jõudude poolt

tehtava tööga, s. o. $\sum_{i=2}^n X_i dx_i = -(d\Phi)_{T, p}$.

Isobaarilise termodünaamilise potentsiaali korral on süsteemi iseloomustavateks sõltumatuteks parameetriteks temperatuur ja rõhk. Vastavalt sellele

$$\Phi = \Phi(T, p); \quad d\Phi = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_T dp. \quad (2-174)$$

Võrranditest (2-172) ja (2-174) järeldub:

$$s = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_p, \quad (2-175)$$

$$v = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_T. \quad (2-176)$$

Arvestades valemiga (2-175), avaldub isotermilise protsessi maksimaalne tehniline töö järgmiselt:

$$l_i = \Phi_1 - \Phi_2 = (i_1 - i_2) - T(s_1 - s_2) = (i_1 - i_2) + T \frac{\partial}{\partial T} (\Phi_1 - \Phi_2)_p$$

ehk

$$l_i = -\Delta i + T \left(\frac{\partial l_i}{\partial T} \right)_p. \quad (2-177)$$

Võrrandid (2-177) ja (2-162) kannavad Gibbs-Helmholtzi võrrandite nime.

Diferentseerides avaldist (2-175) temperatuuri järgi püsival rõhul ja arvestades sellega, et $c_p = T(\partial s / \partial T)_p$ (valem (2-150)), saame

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p = - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2} \right)_p = \frac{c_p}{T}$$

ehk

$$c_p = -T \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2} \right)_p. \quad (2-178)$$

Valemi (2-176) põhjal

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} \right)_T$$

ning isotermilise paisumisteguri avaldis võtab kuju

$$\kappa = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} \right)_T. \quad (2-179)$$

Avaldiste (2-175) ja (2-176) diferentseerimisest järgneb:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p \partial T} = - \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T$$

ja

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p \partial T} = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p.$$

Järelikult

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \quad (2-180)$$

Arvestades valemiga (2-175), entalpia

$$i = \Phi + Ts = \Phi - T\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_p. \quad (2-181)$$

Analoogiliselt eespool toodud teisendustele

$$\Phi = -T \int \frac{i}{T^2} dT + konst. \quad (2-182)$$

Siseenergia avaldub isobaarilise termodünaamilise potentsiaali kaudu selliselt:

$$u = i - pv = \Phi - T\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_p - p\left(\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right)_T. \quad (2-183)$$

2-26. Siseenergia kui termodünaamilise süsteemi karakterne funktsioon

Siseenergia on termodünaamilise süsteemi karakterseks funktsiooniks juhul, kui sõltumatuteks parameetriteks on entroopia ja maht.

Lähtume võrrandist

$$du \geq Tds - pdv = Tds - dl. \quad (2-184)$$

Toodud võrrandist järeldub, et isoentropilises protsessis $dl = -du$ ja $l = u_1 - u_2$. Seega tehakse adiabaatilises termodünaamilises protsessis mehaanilist tööd süsteemi siseenergia vähenemise arvel. Tagastamatu adiabaatilise protsessi korral $l < u_1 - u_2$. Seega määrab vahe $\Delta u = u_1 - u_2$ adiabaatilise protsessi maksimaalse mehaanilise töö.

Kui süsteemile mõjuvad peale mehaaniliste jõudude veel mittemehaanilised jõud, siis sellises süsteemis toimuvate isoentropilise isohooriliste protsesside korral on siseenergia vähenemine võrdne

mittemehaaniliste jõudude tööga, s. o. $\sum_{i=2}^n X_i dx_i = -(du)_{s, v}$.

Võrrandist (2-184) järgneb:

$$T = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v, \quad (2-185)$$

ja

$$p = - \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_s. \quad (2-186)$$

Diferentseerides avaldist (2-185), saame

$$\left(\frac{\partial T}{\partial s} \right)_v = \left(\frac{\partial^2 u}{\partial s^2} \right)_v = \frac{T}{c_v}$$

ehk isohooriline erisoojus

$$c_v = \frac{T}{\left(\frac{\partial^2 u}{\partial s^2} \right)_v} = \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)_v}{\left(\frac{\partial^2 u}{\partial s^2} \right)_v}. \quad (2-187)$$

Valemite (2-185) ja (2-186) alusel

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s = \frac{\partial^2 u}{\partial s \partial v} \quad \text{ja} \quad \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_v = - \frac{\partial^2 u}{\partial s \partial v}$$

ning

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s = - \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_v \quad (2-188)$$

Entalpia

$$i = u + pv = u - v \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_s. \quad (2-189)$$

Vaatleme näitena saadud matemaatiliste seoste rakendamist ideaalsele gaasile.

Ideaalse gaasi korral siseenergia

$$u = c_v T + u_0,$$

kus u_0 tähistab siseenergia väärtust temperatuuril 0 K.

Esitatud siseenergia avaldis ei ole termodünaamilise potentsiaali avaldiseks, sest ta ei väljenda u sõltuvust entroopiast ja erimahust. Funktsiooni $u = u(s, v)$ saamiseks avaldame entroopia avaldisest

$$s = c_v \ln T + R \ln v + s_0$$

temperatuuri

$$T = \exp \left[\frac{(s - s_0) - R \ln v}{c_v} \right]$$

ja asetame selle siseenergia avaldisse, siis saame

$$u = u(s, v) = c_v \exp \left[\frac{(s-s_0) - R \ln v}{c_v} \right] + u_0.$$

Valemite (2-185) ja (2-186) põhjal:

$$T = \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)_v = \exp \left[\frac{(s-s_0) - R \ln v}{c_v} \right]$$

ja

$$p = - \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_s = \frac{R}{v} \exp \left[\frac{(s-s_0) - R \ln v}{c_v} \right].$$

Jaganud esimese avaldise teisega, saame $\frac{T}{p} = \frac{v}{R}$ ehk $pv = RT$. Seega on funktsiooni $u = u(s, v)$ kaudu järeldatav termodünaamilise keha termiline olekuvõrrand. Analoogiliselt toodule võime saada ka avaldised isohoorilise- ja isobaarilise termodünaamilise potentsiaali ja entalpia jaoks.

2-27. Entalpia kui termodünaamilise süsteemi karakterne funktsioon

Entalpia on termodünaamilise süsteemi karakterseks funktsiooniks juhul, kui sõltumatuteks muutujateks on entroopia ja rõhk.

Lähtume võrrandist

$$di \geq Tds + vdp = Tds - dl_t. \quad (2-190)$$

Võrrandist (2-190) järeldub, et isoentroopilises protsessis $dl_t = -di$ ja $l_t = i_1 - i_2$. Seega tehakse isoentroopilises termodünaamilises protsessis tehniline töö süsteemi entalpia vähenemise arvel. Tagastamatu adiabaatilise protsessi korral $l_t < i_1 - i_2$. Vahe $\Delta i = i_1 - i_2$ määrab adiabaatilise protsessi maksimaalse tehnilise töö.

Kui süsteemile peale mehaaniliste jõudude mõjuvad veel mittemehaanilised jõud, siis võrrandist (v. t. valem (2-133))

$$di = Tds + vdp - \sum_{i=2}^n X_i dx_i \quad (2-191)$$

järeldub, et tagastatavas isoentroopilis-isobaarilises protsessis on mittemehaaniliste jõudude töö võrdne süsteemi entalpia vähenemise

sega, s. o. $\sum_{i=2}^n X_i dx_i = -(di)_{s, p}$.

Tabel 2-3 Termodünaamiliste potentsiaalide F , Φ , u ja i põhiomadused

Potentiaal	Sõltumatu muutujad	Rõhk p	Erimaht v	Temperatuur T	Entroopia s	Erisoojus c	Siseenergia u	Entalpia i	Vabaenergia F	Isobaariline termodünaamiline potentsiaal Φ
F	T, v	$-\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_T$			$-\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v$	$c_v = -T\left(\frac{\partial^2 F}{\partial T^2}\right)_v$	$F - T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v$	$F - T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v - v\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_T$		$F - v\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_T$
Φ	T, p		$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right)_T$		$-\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_p$	$c_p = -T\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2}\right)_p$	$\Phi - T\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_p$	$\Phi - T\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_p - p\left(\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right)_T$	$\Phi - p\left(\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right)_T$	
u	v, s	$-\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s$		$\left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v$		$c_v = \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v}{\left(\frac{\partial^2 u}{\partial s^2}\right)_v}$	$u - v\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s$	$u - v\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s - s\left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v$	$u - s\left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v$	$u - v\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s - s\left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v$
i	p, s		$\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_s$	$\left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_p$		$c_p = \frac{\left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_p}{\left(\frac{\partial^2 i}{\partial s^2}\right)_p}$	$i - p\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_s$	$i - p\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_s - s\left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_p$	$i - p\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_s$	$i - s\left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_p$

Võrrandi (2-190) põhjal

$$T = \left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_p, \quad (2-192)$$

$$v = \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_s. \quad (2-193)$$

Isobaarilise erisoojuse määramiseks diferentseerime temperatuuri järgi avaldist (2-192):

$$\left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p = \left(\frac{\partial^2 i}{\partial s^2}\right)_p = \frac{T}{c_p},$$

millest

$$c_p = \frac{T}{\left(\frac{\partial^2 i}{\partial s^2}\right)_p} = \frac{\left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_p}{\left(\frac{\partial^2 i}{\partial s^2}\right)_p}. \quad (2-194)$$

Valemite (2-192) ja (2-193) alusel

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \frac{\partial^2 i}{\partial s \partial p} \text{ ja } \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p = \frac{\partial^2 i}{\partial s \partial p}$$

ing

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p. \quad (2-195)$$

Siseenergia

$$u = i - pv = i - p \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_s \quad (2-196)$$

Termodünaamiliste potentsiaalide F , Φ , u ja i põhiomadused kokkuvõtlikul kujul on esitatud tabelis 2-3.

2-28. Termodünaamilise süsteemi karaktersete funktsioonide mõiste laiendamine

Termodünaamiliste süsteemide korral, kus mehaaniliste jõudude kõrval esinevad ka mittemehaanilised jõud, tuleb süsteemi iseloomustavate suuruste saamiseks lähtuda võrranditest

$$\left. \begin{aligned} du &= Tds - \sum_{i=1}^n X_i dx_i \\ di &= Tds + vdp - \sum_{i=2}^n X_i dx_i \\ dF &= -sdT - \sum_{i=1}^n X_i dx_i \\ d\Phi &= -sdT + vdp - \sum_{i=2}^n X_i dx_i \end{aligned} \right\} \quad (2-197)$$

Võrranditest (2-197) järgneb.

$$\left. \begin{aligned} T &= \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)_{x_1, x_2, x_3, \dots} = \left(\frac{\partial i}{\partial s} \right)_{p, x_2, x_3, \dots} \\ p &= - \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_{s, x_2, x_3, \dots} = - \left(\frac{\partial F}{\partial v} \right)_{T, x_2, x_3, \dots} \\ v &= \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_{s, x_2, x_3, \dots} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_{T, x_2, x_3, \dots} \\ s &= - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{x_1, x_2, x_3, \dots} = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_{p, x_2, x_3, \dots} \\ X_2 &= - \left(\frac{\partial u}{\partial x_2} \right)_{s, x_1, x_3, \dots} = - \left(\frac{\partial i}{\partial x_2} \right)_{s, p, x_3, \dots} = \\ &= - \left(\frac{\partial F}{\partial x_2} \right)_{T, x_1, x_3, \dots} = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_2} \right)_{T, p, x_3, \dots} \end{aligned} \right\} \quad (2-198)$$

$$\left. \begin{aligned}
 X_3 &= - \left(\frac{\partial u}{\partial x_3} \right)_{s, x_1, x_2, \dots} = - \left(\frac{\partial i}{\partial x_3} \right)_{s, p, x_2, \dots} = \\
 &= - \left(\frac{\partial F}{\partial x_3} \right)_{T, x_1, x_2, \dots} = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_3} \right)_{T, p, x_2, \dots} \\
 &\dots\dots\dots \\
 &\dots\dots\dots \\
 &\dots\dots\dots \\
 X_n &= - \left(\frac{\partial u}{\partial x_n} \right)_{s, x_1, x_2, \dots} = - \left(\frac{\partial i}{\partial x_n} \right)_{s, p, x_2, \dots} = \\
 &= - \left(\frac{\partial F}{\partial x_n} \right)_{T, x_1, x_2, \dots} = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_n} \right)_{T, p, x_2, \dots}
 \end{aligned} \right\}$$

Siinjuures $x_1 \equiv v$ ja $X_1 \equiv p$.

Termodünaamilist süsteemi iseloomustavate karaktersete funktsioonide F , Φ , u ja i kõrval on võimalik kasutada veel mitmeid süsteemi kirjeldavaid termodünaamilisi potentsiaale. Neid saadakse järgmiselt. Liidame (näiteks) viimase võrrandi (2-197) paremale ja vasemale poole liikme $d(X_2 x_2)$:

$$d(\Phi + X_2 x_2) = -sdT + vdp - \sum_{i=2}^n X_i dx_i + d(X_2 x_2).$$

Tähistame $\Omega_2 = \Phi + X_2 x_2$, siis

$$d\Omega_2 = -sdT + vdp + x_2 dX_2 - \sum_{i=3}^n X_i dx_i. \quad (2-199)$$

Suurus Ω_2 on süsteemi karakterseks funktsiooniks. Näiteks:

$$\left. \begin{aligned}
 s &= - \left(\frac{\partial \Omega_2}{\partial T} \right)_{p, X_2, x_2, \dots}; & v &= \left(\frac{\partial \Omega_2}{\partial p} \right)_{T, X_2, x_2, \dots}; \\
 x_2 &= \left(\frac{\partial \Omega_2}{\partial X_2} \right)_{T, p, x_2, \dots}; & X_3 &= - \left(\frac{\partial \Omega_2}{\partial x_3} \right)_{T, p, X_2, \dots}
 \end{aligned} \right\} \quad (2-200)$$

2-29. Maxwelli võrrandid

Termodünaamika põhivõrrandist $\sum_{i=2}^n X_i dx_i$ korral järgneb, et

$$du = Tds - pdv. \quad (2-201)$$

Tähistame tinglikult ξ ja φ -ga muutujad, mille all mõistame

meelevaldset paari suurustest p , v , T ja s . Sellisel juhul järgneb võrrandist (2-201):

$$\text{ja } \left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial \xi}\right)_s &= T \left(\frac{\partial s}{\partial \xi}\right)_\varphi - p \left(\frac{\partial v}{\partial \xi}\right)_\varphi \\ \left(\frac{\partial u}{\partial \varphi}\right)_\xi &= T \left(\frac{\partial s}{\partial \varphi}\right)_\xi - p \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi}\right)_\xi \end{aligned} \right\} \quad (2-202)$$

Diferentseerides võrrandeid (2-202) φ ja ξ järgi, siis

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \varphi} &= \left(\frac{\partial T}{\partial \varphi}\right)_\xi \left(\frac{\partial s}{\partial \xi}\right)_\omega + T \frac{\partial^2 s}{\partial \xi \partial \varphi} - \left(\frac{\partial p}{\partial \varphi}\right)_\xi \left(\frac{\partial v}{\partial \xi}\right)_\varphi - p \frac{\partial^2 v}{\partial \xi \partial \varphi} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi \partial \xi} &= \left(\frac{\partial T}{\partial \xi}\right)_\omega \left(\frac{\partial s}{\partial \varphi}\right)_\xi + T \frac{\partial^2 s}{\partial \varphi \partial \xi} - \left(\frac{\partial p}{\partial \xi}\right)_\varphi \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi}\right)_\xi - p \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi \partial \xi} \end{aligned} \right\} \quad (2-203)$$

$$\text{Kuna } \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \varphi} = \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi \partial \xi}, \quad \text{saame}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \varphi}\right)_\xi \left(\frac{\partial s}{\partial \xi}\right)_\omega - \left(\frac{\partial p}{\partial \varphi}\right)_\xi \left(\frac{\partial v}{\partial \xi}\right)_\varphi = \left(\frac{\partial T}{\partial \xi}\right)_\omega \left(\frac{\partial s}{\partial \varphi}\right)_\xi - \left(\frac{\partial p}{\partial \xi}\right)_\varphi \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi}\right)_\xi \quad (2-204)$$

Asendame $\xi = T$ ja $\varphi = v$:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v - \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial T}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T - \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial v}\right)_T \quad (2-205)$$

$$\text{Kuna } \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_v = 0 \quad \text{ja} \quad \left(\frac{\partial T}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial v}{\partial v}\right)_T, \quad \text{siis}$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \quad (2-206)$$

Analoogiliselt esitatule võime saada ka seosed:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T \quad (2-207)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_s = -\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_v \quad (2-208)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s \quad (2-209)$$

Võrrandid (2-206) — (2-209) kannavad Maxwelli võrrandite nime. Näeme, et nad on identsed eespool saadud avaldistega (2-165), (2-180), (2-188) ja (2-195).

2-30. Nernsti soojuse teoreem

Nernsti soojuse teoreem iseloomustab ainete omadusi absoluutse nulli lähedastel temperatuuridel ($T \rightarrow 0$). See teoreem ei ole järeldatav termodünaamika esimesest ja teisest seadusest, vaid on iseisvaks loodusseaduseks. Nernsti soojuse teoreemi tuntakse ka termodünaamika kolmanda seaduse n. Termodünaamika teine seadus määrab entroopia diferentsiaali dq/T , kuid ei võimalda arvutada integreerimiskonstanti s_0 , s. o. entroopia absoluutväärtust. Peale s_0 esineb veel mitmeid konstante (näiteks u_0, i_0 jt.), millised ei ole määratavad termodünaamika esimesest ja teisest seadusest, küll aga termodünaamika kolmanda seaduse abil.

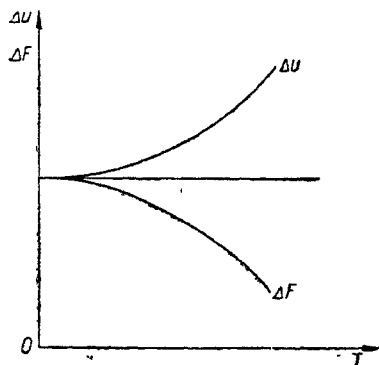
W. Nernst, uurides ainete käitumist ülimaladalatel temperatuuridel, tuli järeldusele, et temperatuuri lähenemisel absoluutsele nullile vahe $\Delta F - \Delta u = T(\partial \Delta F / \partial T)_v$ (vt. valem (2-162)) väheneb kiiremini kui lineaarse seaduse järgi. See on võimalik ainult siis, kui $T \rightarrow 0$ korral tuleb $(\partial \Delta F / \partial T)_v \rightarrow 0$. Seetõttu termodünaamilises tasakaalus olevas süsteemis, kus $T \rightarrow 0$, vabaenergia muutus isohoorilistes protsessides lakkab sõltumast temperatuurist:

$$\lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{\partial \Delta F}{\partial T} \right)_v = 0. \quad (2-210)$$

Kui $\lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{\partial \Delta F}{\partial T} \right)_v = 0$, siis vastavalt Gibbs-Helmholtzi võrrandile ka $\Delta F = \Delta u$ ($T \rightarrow 0$ korral). Suuruste ΔF ja Δu absoluutsele nullile lähenemise iseloom on kujutatud joonisel 2-17. Joonete ΔF ja Δu ühiseks puutujaks kohas $T=0$ on temperatuuriteljega paralleelne sirge.

Kuna $s = -(\partial F / \partial T)_v$ (vt. valem (2-160)), siis ka

$$\lim_{T \rightarrow 0} \Delta s = 0. \quad (2-211)$$



Joonis 2-17. Δu ja ΔF sõltuvus temperatuurist.

Järelikult, termodünaamilises süsteemis aset leidvad protsessid toimuvad absoluutsele nullile lähedastel temperatuuridel isoentropilistes tingimustes. Seega läheneb entroopia konstantsele väärtusele ning ta lakkab olemast olekufunktsioon, s. t ta lakkab sõltumast olekuparameetritest:

$$\lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = \lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = 0. \quad (2-212)$$

Siit tuleneb, et $T \rightarrow 0$ korral ei ole võimalik mitte mingisuguste välismõjutustega süsteemi olekut muuta.

Kui viimast tulemist võib formuleerida nullisotermi ühtimisena adiabaadiga, siis *M. Planck* väitis, et $T \rightarrow 0$ korral ühtib nullisoterm ka nulladiabaadiga. Mainitud tuntaksegi Nernsti soojuse teoreemina ehk termodünaamika kolmanda seadusena. Entroopia võrdumine nulliga $T \rightarrow 0$ puhul on seotud reaalsete ainete kvantolemusega. Absoluutsele nulltemperatuuril võib tasakaalus olev süsteem olla ainult olekus, millele vastab minimaalne energia. Sellise süsteemi termodünaamiline tõenäosus $W=1$ ning Boltzmanni valemi $S=k \ln W$ põhjal ka $S=0$.

Üksikasjalised uurimused Nernsti soojuse teoreemi kehtivuspiiridest näitavad, et absoluutse nulltemperatuuri lähikonnas võrdub süsteemi entroopia nulliga ainult siis, kui aineosakesed on ühesuunaliselt orienteeritud. Ebakorrapärasel aine osakeste orientatsioonil läheneb entroopia $T \rightarrow 0$ puhul lõplikule positiivsele väärtusele (erineb vähe nullist). Öeldu ei ole vastuolus Nernsti soojuse teoreemiga, sest osakeste mitmesuunaline orientatsioon vihib süsteemi ebakorrapärasusele, mille termodünaamiline tõenäosus ei saa olla võrdne ühega.

Nernsti soojuse teoreemist on võimalik teha olulisi järeldusi aine omaduste kohta absoluutse nulltemperatuuri lähikonnas.

1. Kasutades valemeid (2-165) ja (2-180) omandavad termodünaamilise keha elastsus- ja isobaariline paisumistegur kuju:

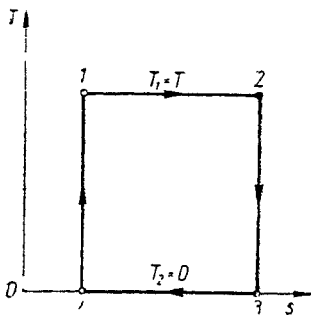
$$\beta = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T, \quad (2-213)$$

$$\alpha = - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T. \quad (2-214)$$

Vastavalt Nernsti soojuse teoreemile $T \rightarrow 0$ korral süsteemi entroopia ei muutu (ei sõltu mahust ja rõhust) ning $\beta \rightarrow 0$ ja ka $\alpha \rightarrow 0$.

2. Analoogiliselt järeldub valemitest (2-147) ja (2-150), et absoluutse nulltemperatuuri ümbruses võrduvad termodünaamilise keha erisoojused nulliga.

3. Nernsti soojuse teoreemist järeldub absoluutse nulltemperatuuri saavutamatus. Selleks vaatleme Carnot' ringprotsessi soojus-



Joonis 2-18. Carnot' ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil $T_2=0$ K korral.

allika temperatuuril $T_1=T$ ja jahutaja temperatuuril $T_2=0$ K (joonis 2-18). Vastavalt tagastatava ringprotsessi omadusele (vt. valem (2-69))

$$\int_D^D \frac{dq}{T} = \Delta s_{12} + \Delta s_{23} + \Delta s_{34} + \Delta s_{41} = 0. \quad (2-215)$$

Valemi üksikud liikmed: $\Delta s_{12} = (q_1/T)$; $\Delta s_{23} = 0$ ($s = \text{konst.}$ protsess); $\Delta s_{34} = 0$ (Nernsti soojuse teoreemi järgi) ja $\Delta s_{41} = 0$ ($s = \text{konst.}$ protsess). Järelikult $\int_B^B \frac{dq}{T} = -\frac{q_1}{T} \neq 0$. Seega on absoluutne nulltemperatuur saavutamatu. Sageli formuleeritaksegi Nernsti soojuse teoreem eelmise lause kujul.

4. Vastavalt valemile (2-152) ideaalse gaasi entroopia

$$s = c_v \ln T + R \ln v + s_0, \quad (2-216)$$

kus s_0 — entroopia väärtus temperatuuril 0 K.

Valemist (2-216) nähtub, et ideaalne gaas ei allu termodünaamika kolmandale seadusele, sest $T \rightarrow 0$ korral $s \rightarrow -\infty$. Järelikult ei rahulda ideaalne gaas madalatel temperatuuridel Clapeyroni võrrandit. Küll aga võib Nernsti soojuse teoreemi kaudselt kasutada võrrandi (2-216) integreerimiskonstandi s_0 leidmiseks. Selleks vaatleme tahkest kehast ja ideaalsest gaasist moodustuvat süsteemi. Sellise süsteemi termodünaamilise tasakaalu korral on komponentide isobaarilised termodünaamilised potentsiaalid võrdsed (vt. V ptk., valem (5-8)):

$$\Phi_1 = \Phi_2. \quad (2-217)$$

Ideaalse gaasi isobaariline termodünaamiline potentsiaal (vt. valem (2-153)):

$$\Phi_1 = i_1 - Ts_1 = i_1 - T(c_p \ln T - R \ln p + s_0).$$

Tahke keha isobaariline termodünaamiline potentsiaal

$$\Phi_2 = i_2 - T s_2.$$

Valemi (2-217) põhjal

$$s_0 = \frac{i_1 - i_2}{T} - c_p \ln T + R \ln p + \int_0^T \frac{c_p}{T} dT, \quad (2-218)$$

sest Nernsti soojuse teoreemi põhjal $s_2 = \int_0^T \frac{c_p}{T} dT$.

3. Termodünaamilised põhiprotsessid.

3. Gaaside segunemine

3-1. Üldisi märkusi

Igasuguses termodünaamilises süsteemis võib toimuda kolm järgmist protsessi: isothermiline ($T = \textit{konst.}$), adiabaatiline ($dq = 0$) ja polütroopiline ($c = \textit{konst.}$). Teiste protsesside iseloom ja võimalused sõltuvad süsteemi omadustest (süsteem, kus mõjuvad ainult mehaanilised jõud, või süsteem, kus nende jõudude kõrval mõjuvad ka mittemehaanilised jõud). Süsteemis, millele mõjuvad ainult mehaanilised jõud, lisandub kolmele loetletud protsessile veel kaks järgmist võimalikku protsessi: isohooriline ($v = \textit{konst.}$) ja isobaariline ($p = \textit{konst.}$). Mainitud viit protsessi tuntaksegi termodünaamiliste põhiprotsessidena.

Termiliste olekuparameetrite T , v ja p omavahelist seost vaadeldavas termodünaamilises protsessis nimetatakse protsessi võrrandiks. Isohoorilise, isobaarilise ja isothermilise protsessi võrrandid on otseselt järeldatavad termodünaamilise süsteemi (keha) termilisest olekuvõrrandist, sest olekuvõrrand juba ise sisaldab protsessi tunnusparameetri. Adiabaatilise ja polütroopilise protsessi võrrand ei ole termilisest olekuvõrrandist otseselt tuletatav, sest ta ei sisalda soojushulka ega ka erisoojust. Seetõttu on adiabaadi ja polütroobi võrrandite tuletamiseks vaja termilise olekuvõrrandi kõrval teada ka süsteemi soojuslikku võrrandit.

Põhiprotsessid omavad olulise tähenduse keerukamate termodünaamiliste protsesside (näiteks ringprotsesside) analüüsil. Nimelt on paljudel juhtudel uuritav protsess käsitletav üksteisele järgnevate põhiprotsessidena. Samuti on võimalik lihtsustada reaalsete protsesside käsitlemist nende lähendamise teel sobivale polütroopilisele protsessile.

Allpool käsitleme termodünaamilisi põhiprotsesse üldjuhuna ning anname konkreetse lahenduse olukorrale, kui termodünaami-

liseks kehaks on ideaalne gaas. Seejuures eeldame, et ideaalse gaasiga toimuvad protsessid on tagastatavad. Vaatleme olukorda, kus termodünaamilisele süsteemile mõjuvad ainult mehaanilised jõud.

3-2. Isohoriline protsess

Isohoriliseks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, kus termodünaamilise süsteemi soojuslikul mõjutamisel tema maht ei muutu ($v = \text{konst.}$ ja $dv = 0$).

Kuna $dv = 0$, siis vastavalt avaldisele (2-3) süsteemis mehaanilist tööd ei tehta ning süsteemi üleminekul olekust 1 (algolek) olekusse 2 (lõppolek) termodünaamilisele kehale siirduv soojushulk

$$q = \Delta u = u_2 - u_1. \quad (3-1)$$

Seega isohoorilises protsessis termodünaamilisele süsteemile juurde või ärajuhitud soojushulk on võrdne protsessis esineva siseenergia muutusega. Esitatud järeldus on kehtiv nii tagastatava kui ka tagastamatu protsessi korral. Viimasel juhul peab termodünaamiline keha olema nii protsessi algul kui ka lõpul tasakaalus.

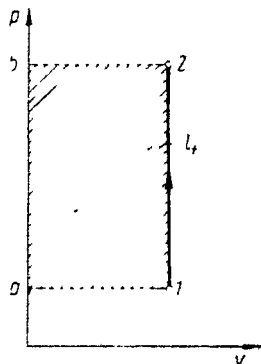
Tagastatavast isohoorilisest protsessist osavõttev soojushulk (v. t. valem (2-13)).

$$q = \int_{(1)}^{(2)} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT = \int_{(1)}^{(2)} c_v dT. \quad (3-2)$$

Isohorilise protsessi võrrand omab kuju

$$F(T, p, v = \text{konst.}) = 0. \quad (3-3)$$

$v = \text{konst.}$ protsess väljendub pv -diagrammil vertikaalse sirg lõiguna (joonis 3-1). Positiivse q korral kulgeb joon alt üles.



Joonis 3-1. Isohorilise protsessi kujutamine pv -diagrammil.

Integreerime tehnilise töö avaldist (2-10):

$$l_t = -v(p_2 - p_1) = vp_1 - vp_2. \quad (3-4)$$

Tehniline töö väljendub p - v -diagrammil pindalana $\square a12ba$. Valemist (3-4) selgub ühtlasi, et isohoorilise protsessi tehniline töö avaldub sisenemis- ja väljumistöö vahena. Isohoorilise protsessi tehnilise töö mõiste selgitamiseks jälgime järgmist protsessi liikuva kolviga silindris. Termodünaamilise keha suundumisel silindrisse tehakse välisjõudude poolt sisenemistöö vp_1 . Järgnevalt juhitakse protsessi soojushulk $q = \Delta u$ olukorras, kus kolb ei liigu (positiivse q korral süsteemi rõhk suureneb). Keha väljumisel silindrist teevad sisejõud väljumistöö vp_2 . Vastavalt tehnilise töö definitsioonile $l_t = l_s + l + l_v = vp_1 - vp_2$.

Kuna $q = \Delta u$, siis võrrandi (2-132) põhjal

$$l_t = \Delta u - \Delta i, \quad (3-5)$$

kus $\Delta i = i_2 - i_1$ tähistab termodünaamilise keha entalpia muutust protsessis.

Ideaalse gaasi korral järeldeb Clapeyroni võrrandist, et isohoorilises protsessis

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v} = \text{konst.} \quad (3-6)$$

Seega on isohoorilises termodünaamilises protsessis gaasi rõhk võrdeline tema absoluutse temperatuuriga. Gaasi üleminekul olekust 1 olekusse 2

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (3-7)$$

Protsessist osavõttev soojushulk ($c_v = \text{konst.}$):

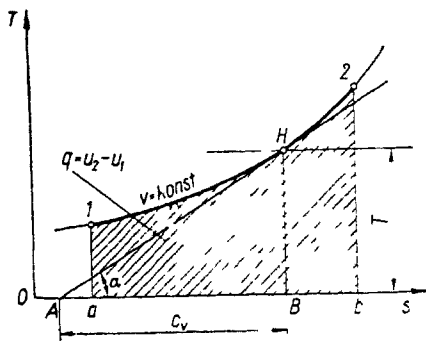
$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1). \quad (3-8)$$

Entroopia muutus $v = \text{konst.}$ protsessis, tulenevalt seostest (2-152), (2-120) ja (3-7), avaldub:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} = \frac{R}{k-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (3-9)$$

Lugedes entroopia väärtuse temperatuuril T_0 (273,16 K) tinglikult nulliks, saame:

$$s = c_v \ln \frac{T}{T_0}. \quad (3-10)$$



Joonis 3-2 Isohooirilise protsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Ideaalse gaasi isohoorjoone võrrandist (3-10) nähtub, et see joon kujutab Ts -diagrammil eksponentkõverat (joonis 3-2). Isohoorjoone meelevaldse punkti tõusunurga kootangensi ja absoluutse temperatuuri korrutis võrdub gaasi tõelise erisoojusega vaadeldavas punktis. Õeldu selgub valemist (2-147). Vastavalt sellele valemile isohooriline erisoojus $c_v = T(\partial s / \partial T)_v$. Kuna lõigu pikkus $\overline{AB} = T \cot \alpha$ ja $\cot \alpha = (\partial s / \partial T)_v$, siis $c_v = \overline{AB}$. Järelikult avaldub isohooriline erisoojus Ts -diagrammil puutuja aluse lõiguna \overline{AB} .

Ideaalse gaasi isohoorjooned asetsevad Ts -diagrammil ekvidistantsetelt. See tähendab seda, et $v = konst.$ jooned on üksteise suhtes nihutatud konstantse Δs võrra, mis esineks keha isotermilisel oleku muutusel erimahult v_1 erimahule v_2 . Viimane selgub valemist (2-152), mille põhjal $\Delta s_{T_1} = \Delta s_{T_2} = \dots = R \ln \frac{v_2}{v_1} = konst.$

Ts -diagrammil vastab isohoorjoonealune pindala protsessist osavõtvale soojushulgale. Termodünaamilise keha üleminekul olekust 1 olekusse 2 (joonis 3-2) $q = \Delta u = \square a12ba$ (see võrdsus on samuti maksev meelevaldse termodünaamilise keha korral).

Termodünaamiliste protsesside iseloomustamiseks kasutatakse sisenergia teguri mõistet, mis väljendab protsessis esineva termodünaamilise keha sisenergia muutuse suhet protsessist osavõtvasse soojushulka:

$$\beta_0 = \frac{\Delta u}{q}. \quad (3-11)$$

Isohooirilise protsessi korral $\beta_0 = 1$.

3-3. Isobaariline protsess

Isobaariliseks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, mis toimub püsival rõhul ($p = konst.$ ja $dp = 0$).

Kuna $dp = 0$, siis vastavalt valemile (2-10) termodünaamilises

süsteemis tehnilist tööd ei tehta ning termodünaamilise keha üleminekuks olekust 1 olekusse 2 vajalik soojushulk

$$q = \Delta i = i_2 - i_1. \quad (3-12)$$

Seega on isobaarilises termodünaamilises protsessis keha poolt juurdesaadav või äraantav soojushulk võrdne protsessis esineva entalpia muutusega. See järeldus on kehtiv nii tagastatava kui ka tagastamatu protsessi kohta. Viimasel juhul peab süsteem olema nii protsessi alguses kui ka lõpus termodünaamilises tasakaalus. Tagastatava isobaarilise protsessi korral (valem (2-137)).

$$q = \int_{(1)}^{(2)} \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p dT = \int_{(1)}^{(2)} c_p dT. \quad (3-13)$$

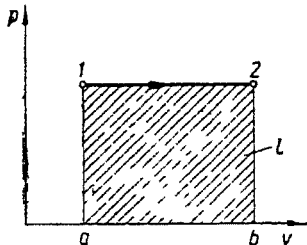
Isobaarilise protsessi termiline olekuvõrrand omab kuju

$$F(T, v, p = konst.) = 0. \quad (3-14)$$

$p = konst.$ protsess väljendub pv -diagrammil horisontaalse sirg-lõiguna (joonis 3-3). Soojuse juurdeviimisel protsessi kulgeb joon vasakult paremale, soojuse eemaldamisel aga paremalt vasakule. Integreerides mehaanilise töö avaldist (2-4), saame:

$$l = p(v_2 - v_1). \quad (3-15)$$

Protsessijoon 1-2 ja mahutelje vaheline pindala $\square a12ba$ vastab isobaarilises protsessis tehtud mehaanilisele tööle.



Joonis 3-3 Isobaarilise protsessi kujutamise pv -diagrammil.

Ideaalse gaasi puhul järgneb võrrandist $pv = RT$, et isobaarilises protsessis

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p} = konst. \quad (3-16)$$

ehk gaasi üleminekul olekust 1 olekusse 2

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (3-17)$$

Isobaarilises protsessis on ideaalse gaasi maht võrdeline absoluutse temperatuuriga. Paisumisel gaasi temperatuur tõuseb, komprimeerimisel aga alaneb.

Konstantse c_p korral protsessist osavõttev soojushulk

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_p (T_2 - T_1). \quad (3-18)$$

Isobaarilises protsessis esinev termodünaamilise keha siseenergia muutus $c_v = \text{konst.}$ korral, vastavalt avaldisele (2-98), $\Delta u = c_v (T_2 - T_1)$.

Termodünaamilise keha poolt (ideaalne gaas) tehtav mehaaniline töö on arvutatav ka valemiga

$$l = R (T_2 - T_1), \quad (3-19)$$

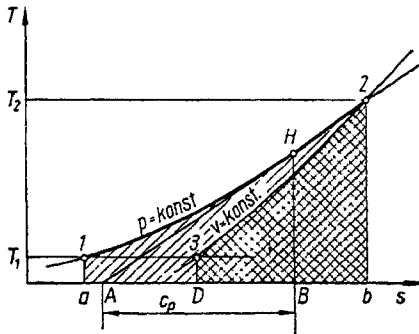
kuna $pv_1 = RT_1$ ja $pv_2 = RT_2$.

Entropia muutus isobaarilises protsessis avaldub valemite (2-153), (2-120) ja (3-17) põhjal järgmiselt:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} = \frac{kR}{k-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (3-20)$$

Analoogiliselt isohoorjoontega kujutavad ideaalse gaasi isobaarjooned Ts -diagrammil samuti eksponentkõveraid (joonis 3-4). Kuna $c_p > c_v$, on isobaarjoontel Ts -diagrammil isohoorjoontest väiksem tõus. Kui protsessis $v = \text{konst.}$ lõik \overline{AB} võrdus isobaarilise erisoojusega, siis antud juhul on ta võrdne gaasi isobaarilise erisoojusega.

Ideaalse gaasi isobaarjooned asetsevad Ts -diagrammil ekvidistantsetl, olles üksteise suhtes nihutatud konstantse Δs võrra, mis esineks keha oleku isotermilisel muutusel rõhult p_1 rõhule p_2 . See järeldeb valemist (2-153): $\Delta s_{T_1} = \Delta s_{T_2} = \dots = -R \ln \frac{p_2}{p_1} = \text{konst.}$



Joonis 3-4. Isobaarilise protsessi kujutamise Ts -diagrammil.

Ts -diagrammil avaldub protsessist osavõttev soojushulk isobaarjoone lõigu 1-2 aluse pindalana $q = \Delta i = \square a12ba$. Läbi punkti 2 joonestatud isohoorjoone ja entroopiatelje vaheline pindala $\square D32bD$ võrdub temperatuuri intervallis $T_1 - T_2$ $v = konst.$ protsessis esineva siseenergia muutusega. Kuna $p = konst.$ protsessis $q = \Delta i$, siis vastavalt termodünaamika esimesele seadusele $l = \Delta i - \Delta u = \square a123Da$.

Isobaarilise protsessi siseenergia tegur

$$\beta_0 = \frac{\Delta u}{\Delta i} = \frac{c_v}{c_p} = \frac{1}{k}.$$

3-4. Isotermiline protsess

Isotermiliseks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, mis toimub püsival temperatuuril ($T = konst.$ ja $dT = 0$).

Isotermilisest protsessist osavõttev soojushulk, vastavalt termodünaamika esimesele seadusele, avaldub:

$$q = \int_{(1)}^{(2)} (du + dl) = \int_{(1)}^{(2)} (di + dl_i) \quad (3-21)$$

ehk

$$q = \Delta u + l = \Delta i + l_i. \quad (3-22)$$

$T = konst.$ korral (valemid (2-12) ja (2-135)):

$$\Delta u = \int_{v_1}^{v_2} \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad \text{ja} \quad \Delta i = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp \quad \text{ning}$$

$$\left. \begin{aligned} q &= \int_{v_1}^{v_2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv + p dv \right] = \int_{v_1}^{v_2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] dv \\ q &= \int_{p_1}^{p_2} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp - v dp \right] = \int_{p_1}^{p_2} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T - v \right] dp \end{aligned} \right\} \quad (3-23)$$

Isotermilise protsessi termiline olekuvõrrand omab kuju

$$F(p, v, T = konst.) = 0. \quad (3-24)$$

Isotermilises protsessis tehtav mehaaniline ja tehniline töö avalduvad (vt. II ptk.) järgmiselt:

$$l = F_1 - F_2 = (u_1 - Ts_1) - (u_2 - Ts_2) = (u_1 - u_2) + T(s_2 - s_1), \quad (3-25)$$

$$l_t = \Phi_1 - \Phi_2 = (i_1 - Ts_1) - (i_2 - Ts_2) = (i_1 - i_2) + T(s_2 - s_1). \quad (3-26)$$

Vastavalt valemile (2-89) isotermiline erisoojus $c = (dq/dT) = \pm \infty$.

Ideaalse gaasi puhul järgneb võrrandist $pv = RT$, et isotermilises protsessis

$$pv = RT = \text{konst.} \quad (3-27)$$

ehk üleminekul olekust 1 olekuse 2

$$p_1 v_1 = p_2 v_2. \quad (3-28)$$

Järelikult on ideaalse gaasiga toimivas isotermilises protsessis gaasi rõhk pöördvõrdeline mahuga (Boyle'i-Mariotte'i seadus).

Kuna ideaalse gaasi siseenergia ja entalpia sõltuvad ainult temperatuurist, siis isotermilises protsessis $\Delta u = \Delta i = 0$ ja valem (3-22) põhjal

$$q = l = l_t = T(s_2 - s_1). \quad (3-29)$$

Näeme, et ideaalse gaasiga toimivas $T = \text{konst.}$ protsessist keha üleminekul olekust 1 olekuse 2 osavõttev soojushulk, sooritatav mehaaniline ja tehniline töö on omavahel võrdsed suurused. Seega muundub isotermilisse protsessi antav soojus täielikult tööks.

Isotermilise protsessi töö (ideaalne gaas)

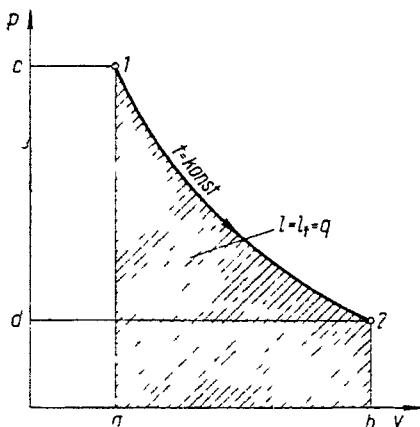
$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (3-30)$$

Arvestades seost $p_1 v_1 = p_2 v_2$,

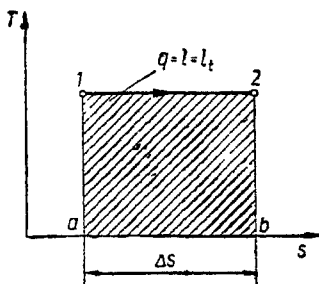
$$l = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (3-31)$$

Ideaalse gaasi isotermjooned kujutavad pv -koordinaadistikus võrdhaarseid hüperboole (joonis 3-5). Vastavalt võrdsusele (3-29) $q = l = l_t = \square a12ba = \square c12dc$.

Ts -diagrammil väljendub isotermiline protsess horisontaalse joonena (joonis 3-6). Protsessijoonena ja entroopiatelje vaheline pindala $\square a12ba$ on ekvivalentne protsessist osavõtva soojushulgaga ning ühtlasi ka protsessis tehtud tööga (ideaalne gaas).



Joonis 3-5 Isotermilise protsessi kujutamine p v -diagrammil



Joonis 3-6. Isotermilise protsessi kujutamine T s -diagrammil.

Isotermilises protsessis esinev entroopia muutus (valem (2-152))

$$\Delta s = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (3-32)$$

Isotermilise protsessi siseenergia tegur $\beta_0 = 0$.

3-5. Adiabaatiline protsess

Adiabaatiliseks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, mis toimub soojuslikult isoleeritud tingimustes ($dq = 0$ ja $q = 0$).

Kuna $dq = 0$, siis vastavalt termodünaamika esimesele seadusele

$$l = -\Delta u = u_1 - u_2 \quad (3-33)$$

ja

$$l_t = -\Delta i = i_1 - i_2. \quad (3-34)$$

Järelikult võrdub adiabaatilises termodünaamilises protsessis keha poolt tehtav mehaaniline töö keha siseenergia vähenemisega, tehniline töö aga entalpia vähenemisega. See tulemus on maksev nii tagastatavate kui ka tagastamatute protsesside korral. Viimasel juhul peab keha olema nii protsessi alguses kui ka lõpus termodünaamilises tasakaalus.

Tagastatavas adiabaatilises (isoentroopilises) protsessis termodünaamilise keha entroopia ei muutu.

Isoentroopilise protsessi matemaatiliseks kirjeldamiseks läh-tume võrranditest (2-114) ja (2-146). Avaldades võrrandist (2-114) osatuletise $(\partial p/\partial T)_v$ ning asendades ta avaldisse (2-146), saame

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = (1-k) \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p,$$

ehk

$$\frac{dT}{dv} = (1-k) \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p, \quad (3-35)$$

kus $k = (c_p/c_v)$.

Võrrand (3-35) on adiabaatilise protsessi võrrandiks. See on analüütiliselt lahendatav, kui on teada süsteemi termiline oleku-võrrand ja k funktsionaalne seos termilistest olekuparameetritest.

Adiabaatiline erisoojus $c=0$.

Ideaalse gaasi puhul $(\partial T/\partial v)_p = (T/v)$ ning võrrandi (3-35) järgi

$$\frac{dT}{T} = (1-k) \frac{dv}{v}. \quad (3-36)$$

Lugedes erisoojuste suhte k konstantseks, võrrandi (3-36) inte-graal keha isoentroopilisel üleminekul olekust 1 olekusse 2 aval-dub:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}. \quad (3-37)$$

Kuna $\frac{T_1}{T_2} = \frac{\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2}$, siis avaldisest (3-37) järgneb, et

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (3-38)$$

Samuti

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k \quad (3-39)$$

ehk

$$\left. \begin{aligned} pv^k &= \text{konst.} \\ Tv^{k-1} &= \text{konst.} \\ Tp^{\frac{k}{k-1}} &= \text{konst.} \end{aligned} \right\} \quad (3-40)$$

Seost $pv^k = \text{konst.}$ tuntakse Poissoni võrrandina. Poissoni võrrandi võib saada ka järgmiselt. Kuna adiabaatilises protsessis $dq = 0$, siis

$$di = c_p dT = v dp \quad (3-41)$$

ja

$$du = c_v dT = -p dv. \quad (3-42)$$

Jagame esimese võrrandi teisega

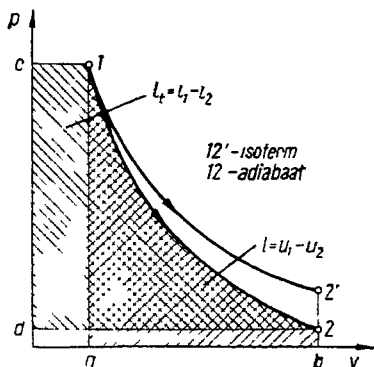
$$k = -\frac{v}{p} \frac{dp}{dv} \quad (3-43)$$

ehk

$$\frac{dp}{p} + k \frac{dv}{v} = 0. \quad (3-44)$$

millest integreerimise tulemusena $k = \text{konst.}$ korral $pv^k = \text{konst.}$

Kui $k = 1$, muutub Poissoni võrrand identseks isotermi võrrandiga. Kuna $k > 1$, siis gaasi rõhu muutus isoentroopilises protsessis on intensiivsem kui isotermaalises protsessis. Seetõttu asubki termodünaamilise keha ühesuguse algoleku puhul paisumisadiabaat pv -diagrammil isotermit madalamal (joonis 3-7).



Joonis 3-7. Isoentroopilise protsessi kujutamine pv -diagrammil.

Vastavalt valemile (3-33) võrdub isoentroopilises protsessis tehtav mehaaniline töö keha üleminekul olekust 1 olekusse 2 valemiga

$$l = u_1 - u_2 = c_v (T_1 - T_2). \quad (3-45)$$

Asendades c_v avaldisega (2-120), võime mehaanilise töö arvutada ka selliselt:

$$l = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (3-46)$$

Arvestades sellega, et $p_1 v_1 = RT_1$, siis

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3-47)$$

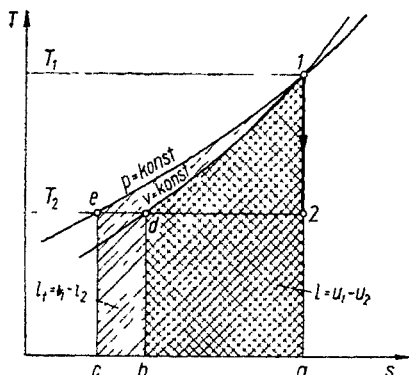
Tehniline töö (valem (3-34))

$$l_t = i_1 - i_2 = c_p (T_1 - T_2). \quad (3-48)$$

Teiselt poolt $c_p = k c_v$ ning

$$l_t = k l. \quad (3-49)$$

Järelikult on adiabaatilises protsessis tehtav tehniline töö mehaanilisest tööst k korda suurem.



Joonis 3-8. Isoentroopilise protsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Mehaaniline töö on pv -diagrammil ekvivalentne pindalaga $\square a12ba$ ja tehniline töö $l_t = \square c12dc$. Ühtlasi selgub jooniselt, et $s = konst.$ protsessis tehtud mehaaniline ja tehniline töö on väiksemad $T = konst.$ protsessis tehtud tööst (kui protsessid toimuvad vastavalt samades mahu- ja rõhumuutuste intervallides). Selle põhjuseks on asjaolu, et $T = konst.$ protsessis tehakse tööd välissoojuse arvel ($u = konst.$), tagastatavas adiabaatilises protsessis aga ainult siseenergia vähenemise tagajärjel.

Tagastatav adiabaatiline protsess on Ts -diagrammil kujutatav vertikaalse joonena (sõltumata termodünaamilise keha omadustest, joonis 3-8). Keha paisumisel kulgeb joon ülalt alla, komprimeerimisel aga alt üles. Joonistades läbi algpunkti (temperatuurivahe- $mikus T_1 - T_2$) isohoor- ja isobaarjoone, võime Ts -diagrammilt otseselt määrata protsessis esinenud siseenergia ja entalpia muutused. Siseenergia muutus $\Delta u = l = \square bdlab$, entalpia muutus $\Delta i = l_t = \square celac$.

Adiabaatilise protsessi siseenergia tegur $\beta_0 = \infty$.

3-6. Polütroopiline protsess

Termodünaamilise protsessi erisoojus avaldub üldjuhul võrrandiga

$$\frac{dq}{dT} = T \frac{ds}{dT} = c. \quad (3-50)$$

Valemis esinev entroopia tuletis temperatuuri järgi ds/dT sõltub termodünaamilise protsessi iseloomust ja termodünaamilise süsteemi (keha) omadustest. Isohoorilise protsessi puhul määratakse tuletis ds/dT tingimusest, et $v = konst.$, isobaarilise protsessi korral aga olukorrale, kus süsteemi rõhk ei muutu jne. Sõltuvalt termodünaamilise protsessi iseloomust ja termodünaamilise süsteemi omadustest, on kompleks $T \frac{ds}{dT}$ (väljendab termodünaamilise süsteemi erisoojust) kas konstantne suurus või sõltub süsteemi olekuparameetritest. Polütroopiliseks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, mille käigus erisoojus ei muutu, s. t. sellist protsessi, mis allub võrrandile

$$T \frac{ds}{dT} = c = konst. \quad (3-51)$$

Seega on polütroopiline protsess üheks matemaatiliseks erijuhuks võrrandist $T \frac{ds}{dT} = c(T, p)$. Sellest tulenevalt on eespool vaadeldud põhiprotsessid polütroopilise protsessi erijuhusteks, seda muidugi ainult siis, kui vastava protsessi erisoojus protsessi jooksul ei muutu.

Polütroopilise protsessi võrrandi tuletamiseks lähtume avaldisest (2-90), mille põhjal

$$c = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \frac{dv}{dT}. \quad (3-52)$$

Arvestades sellega, et $\left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] = (c_p - c_v) \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p$ (valem (2-113)), seos (3-52) omandab kuju

$$dT + \frac{c_p - c_v}{c_v - c} \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv = 0.$$

Tähistades $\frac{c_p - c_v}{c_v - c} = n - 1$, kus n nimetatakse polütroobi astendajaks, siis

$$dT + (n - 1) \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv = 0. \quad (3-53)$$

Avaldis (3-53) on polütroopilise protsessi võrrandiks sõltumatute muutujate T ja v kaudu. Asendades dT väärtuse avaldisega

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

saame

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v dp + n \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p dv = 0. \quad (3-54)$$

Võrrand (3-54) on polütroobi võrrandiks sõltumatute muutujate p ja v kaudu.

Ideaalse gaasi korral $(\partial T/\partial p)_v = (v/R)$ ja $(\partial T/\partial v)_p = (p/R)$ ning võrrandist (3-54) järeldub, et

$$\frac{dp}{p} + n \frac{dv}{v} = 0. \quad (3-55)$$

Viimase võrrandi integraal

$$pv^n = \text{konst.}, \quad (3-56)$$

kus $n = \frac{\epsilon_v - \epsilon}{\epsilon_v - \epsilon}$.

Saadud avaldist nimetatakse polütroopilise protsessi võrrandiks (ideaalne gaas). Kuna polütroopilise protsessi võrrandil on sama väliskuju adiabaadi võrrandiga, siis ideaalse gaasi polütroopilisel üleminekul olekust 1 olekusse 2 võime kirjutada:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n, \quad (3-57)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (3-58)$$

Valemist (3-58) tuleneb, et $Tv^{n-1} = \text{konst.}$ ja $Tp^{\frac{n}{n-1}} = \text{konst.}$

Tuginedes veelkord võrrandite $pv^h = \text{konst.}$ ja $pv^n = \text{konst.}$ sarnasusele, polütroopilise protsessi mehaaniline töö

$$l = \frac{RT_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}\right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right] \quad (3-59)$$

ning tehniline töö

$$l_t = nl. \quad (3-60)$$

Polütroopilisest protsessist osavõttev soojushulk

$$q = c(T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1), \quad (3-61)$$

sest

$$c = c_v \frac{n-k}{n-1}.$$

Entroopia muutus polütroopilises protsessis

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} c \frac{dT}{T} = c \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (3-62)$$

Polütroopilise protsessi siseenergia tegur

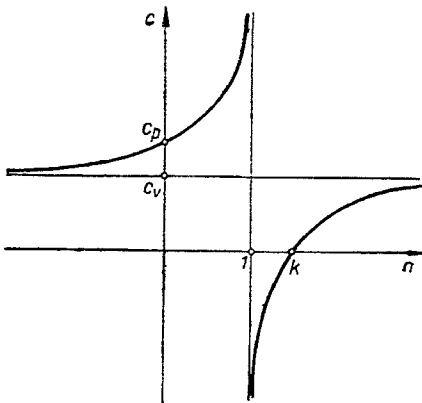
$$\beta_0 = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v}{c} = \frac{n-1}{n-k}. \quad (3-63)$$

Polütroopilises protsessis esinev siseenergia muutus

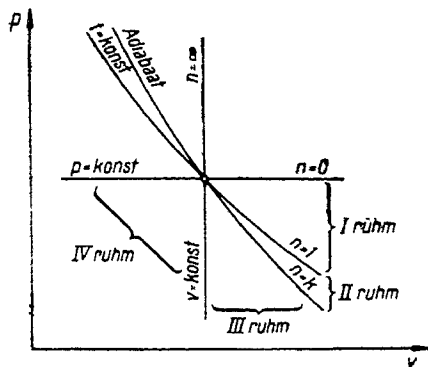
$$\Delta u = \beta_0 q = \frac{n-1}{n-k} q \quad (3-64)$$

ja mehaaniline töö

$$l = (1 - \beta_0) q = \frac{1-k}{n-k} q = \frac{1-\beta_0}{\beta_0} \Delta u. \quad (3-65)$$



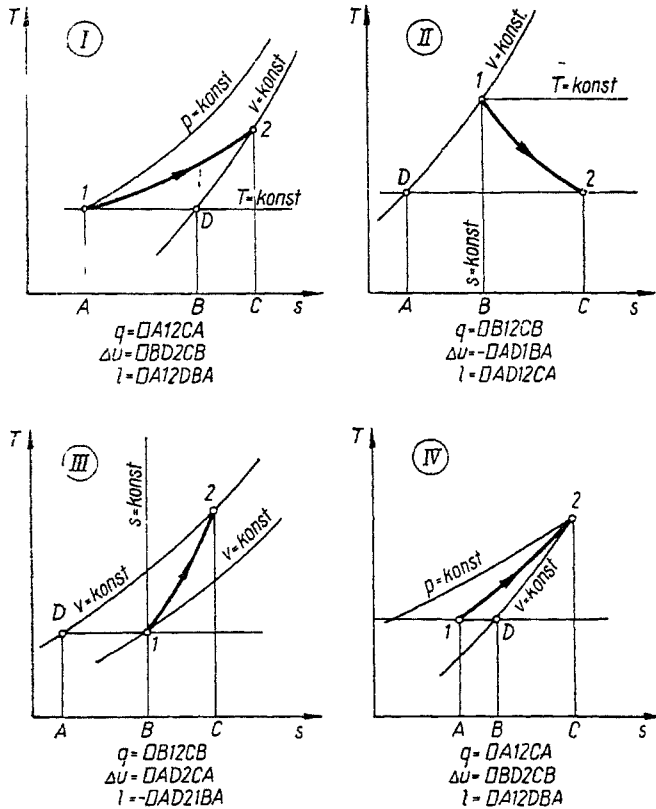
Joonis 3-9. Erisoojuse sõltuvus polütroobi astendajast.



Joonis 3-10. Termodünaamiliste protsesside klassifitseerimine.

Polütroobi võrrandile (3-56) alluvad tõeselt kõik eespool käsitletud ideaalsete gaasidega toimuvad termodünaamilised põhiprotsessid eeldusel, et protsessi erisoojus $c = konst.$ Isohooilisele protsessile $n = \pm\infty$, isobaarilisele protsessile $n = 0$, isothermilisele protsessile $n = 1$ ja isoentroopilisele protsessile $n = k$. Asendades erisoojuses avaldises $c = c_v \frac{n-k}{n-1}$ polütroobi astendaja vastavalt protsessile, näeme, et $v = konst.$ protsessis $c = c_v$, $p = konst.$ protsessis $c = c_p$, $T = konst.$ protsessis $c = \pm\infty$ ja $s = konst.$ protsessis $c = 0$. Erisoojuse sõltuvuse iseloom polütroobi astendajast on kujutatud joonisel 3-9.

Olenevalt polütroobi astendaja väärtusest jagatakse termodünaamilised protsessid, mis alluvad võrrandile $pv^n = konst.$, nelja rühma (joonis 3-10).



Joonis 3-11. Termodünaamilise protsessi rühmade kujutamine Ts -diagrammil.

Esimese rühma moodustavad protsessid, mis asetsevad isobaari ($n=0$) ja isotermi ($n=1$) vahel. Protsessist osavõtva positiivse soojuse korral on samuti positiivsed nii siseenergia muutus kui ka protsessis tehtav töö (joonis 3-11, I), s. t. protsessi antud soojus kulub nii keha siseenergia suurendamiseks (temperatuur tõuseb) kui ka mehaaniliseks tööks. Keha komprimeerimisel tema temperatuur langeb.

Teise rühma protsessid paiknevad isotermi ($n=1$) ja adiabaadi ($n=k$) vahel. Protsessist osavõtva positiivse soojuse korral on siseenergia muutus negatiivne, mehaaniline töö aga positiivne. Järelikult, mehaaniline töö tehakse nii protsessi antava soojuse kui ka siseenergia vähenemise arvel (joonis 3-11, II). Teise rühma protsessides $q > 0$ puhul keha temperatuur langeb.

Kolmanda rühma protsessid paiknevad adiabaadi ($n=k$) ja isohoori ($n=\infty$) vahel. Protsessist osavõtva positiivse soojuse korral on siseenergia muutus positiivne (keha temperatuur tõuseb) ja mehaaniline töö negatiivne (joonis 3-11, III). Vaadeldaval juhul läheb kogu protsessi antav soojus ning komprimeerimistöö keha siseenergia suurendamiseks. Positiivse q korral keha temperatuur tõuseb.

Neljanda rühma moodustavad protsessid, mis asetsevad isobaari ($n=0$) ja isohoori ($n=-\infty$) vahel. Neid protsesse iseloomustab negatiivne polütroobi astendaja ja see, et rõhu suurenemisele vastab mahu suuremine. Positiivse protsessist osavõtva soojuse korral on positiivne nii siseenergia muutus kui ka mehaaniline töö (joonis 3-11, IV), sarnanedes selles osas esimese rühma protsessidega. Positiivse q korral keha temperatuur tõuseb.

3-7. Polütroobi astendaja määramine

Mitmete praktiliste ülesannete lahendamisel on vaja lähendada saadud katseandmeid polütroobile ning määrata tema astmenäitaja n . Selleks on kasutusel rida meetodeid. Vaatleme neist mõningaid.

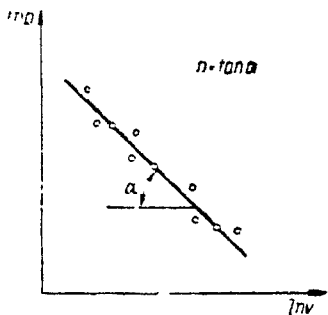
1. Planimetreerimismeetodi puhul määratakse p - v -diagrammilt tehnilist ja mehaanilist tööd väljendavad pindalad. Vastavalt valemile (3-60), polütroobi astendaja

$$n = \frac{F_2}{F_1}, \quad (3-66)$$

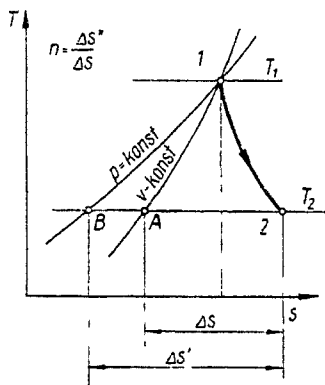
kus F_2 ja F_1 tähistavad vastavalt tehnilist ja mehaanilist tööd väljendavaid pindalasid.

2. Logaritmidest polütroobi võrrandit (3-56)

$$\ln p = -n \ln v + \text{konst.}, \quad (3-67)$$



Joonis 3-12. Polütroopilise protsessi kujutamine $\ln p$ — $\ln v$ -diagrammil.



Joonis 3-13. Polütroobi astendaja määramist selgitav Ts -diagramm.

näeme, et viimane avaldub täislogaritmilises pv -koordinaadistikus sirgena, mille kaldenurga tangens on võrdne otsitava suurusega (joonis 3-12). Kirjeldatud võtet kasutatakse laialdaselt mitmesuguste katseandmete töötlemisel. Joone tõenäose asukoha määramiseks rakendatakse tavaliselt vähimruutude meetodit.

Juhul, kui on teada polütroobi kaks meelevaldset punkti, avaldub n võrrandi (3-67) põhjal valemiga

$$n = \frac{\ln \frac{p_2}{p_1}}{\ln \frac{v_1}{v_2}} = \frac{1}{1 - \frac{\ln \frac{T_2}{T_1}}{\ln \frac{p_2}{p_1}}}. \quad (3-68)$$

3. Polütroobi astmenäitajat on võimalik määrata ka Ts -diagrammi abil. Olgu antud polütroopilist protsessi kujutav joon 1-2 (joonis 3-13). Joonestame läbi punkti 1 kuni isothermjooneni T_2 nii isohoor- kui ka isobaarjoone. Lõik $\overline{A2} = \Delta s' = R \ln \frac{v_2}{v_1}$ ja $\overline{B2} = \Delta s'' = R \ln \frac{p_1}{p_2}$. Asetades $\ln(v_2/v_1)$ ja $\ln(p_1/p_2)$ väärtused avaldisse (3-68), saame, et

$$n = \frac{\overline{B2}}{\overline{A2}} = \frac{\Delta s''}{\Delta s'}. \quad (3-69)$$

3-8. Ideaalsete gaaside püsivmahuline segunemine

Olgu antud üksikud gaasikomponendid vastavalt mahtudega V_1, V_2, V_3, \dots , rõhkudega p_1, p_2, p_3, \dots , jne. Toimugu tähendatud gaaside adiabaatiline segunemine selliselt, et segu maht $V = \sum_{i=1}^n V_i$. Seame ülesandeks moodustunud gaasisegu temperatuuri ja rõhu määramise.

Kuna segunemisel mahumuutust ei esine (süsteemis mehaanilist tööd ei tehta), siis vastavalt termodünaamika esimesele seadusele peab üksikute gaasikomponentide siseenergiate summa võrduma gaasisegu siseenergiaga ($Q=0$):

$$Mu = \sum_{i=1}^n M_i u_i \quad (3-70)$$

ehk

$$u = \sum_{i=1}^n m_i u_i, \quad (3-71)$$

kus $m_i = \frac{M_i}{M}$,

M_i, M — vastavalt üksiku gaasikomponendi ja gaasisegu mass.

Arvestades sellega, et ideaalse gaasi siseenergia $u = c_v t$, võime võrrandile (3-71) anda kuju

$$c_v t = \sum_{i=1}^n m_i c_{v_i} t_i, \quad (3-72)$$

millest segu temperatuur avaldub

$$t = \frac{\sum_{i=1}^n m_i c_{v_i} t_i}{c_v}. \quad (3-73)$$

Siinjuures gaasisegu erisoojus $c_v = \sum_{i=1}^n m_i c_{v_i}$.

Kuna valemis esinev erisoojus c_v on otsitava suuruse funktsioon, rakendatakse viimase leidmiseks korduvalähendusmeetodit.

Arvestades seda, et enne segunemist kehtib igale gaasikomponendile olekvõrrand $p_i V_i = M_i R_i T_i$, võime avaldise (3-73) pärast mõningaid teisendusi väljendada kujul

$$t = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{p_i V_i}{R_i T_i} c_i t_i}{c_i \sum_{i=1}^n \frac{p_i V_i}{R_i T_i}} \quad (3-74)$$

Peale segunemist on gaasi rõhk leitav võrrandi $pV = MRT$ alusel. Arvestades sellega, et

$$MR = \sum_{i=1}^n M_i R_i = \sum_{i=1}^n \frac{p_i V_i}{T_i}, \quad (3-75)$$

saame

$$p = \frac{MRT}{V} = \frac{T}{V} \sum_{i=1}^n \frac{p_i V_i}{T_i}. \quad (3-76)$$

3-9. Ideaalsete gaaside segunemine mahuti täitumisel

Olgu antud anum mahuga V . Paiknegu viimases temperatuuril T_1 ja rõhul p_1 gaasikogus M_1 . Juhitagu mahutisse gaasid parameetritega $T_2, p_2, V_2, \dots, T_3, p_3, V_3, \dots$, jne. Seame ülesandeks moodustava gaasisegu temperatuuri ja rõhu määramise juhul, kui süsteemi ja väliskeskonna vahel puudub soojusvahetus.

Vastavalt termodünaamika esimesele seadusele

$$Q = Mu - \sum_{i=1}^n M_i u_i - \sum_{i=2}^n M_i p_i v_i, \quad (3-77)$$

kus liige $(Mu - \sum_{i=1}^n M_i u_i)$ väljendab siseenergia muutust segunemisel ning liige $\sum_{i=2}^n M_i p_i v_i$ summaarset sisenemistööd gaasikomponentide suundumisel mahutisse.

Kuna $Q = 0$, siis

$$\begin{aligned} u &= \sum_{i=1}^n m_i u_i + \sum_{i=2}^n m_i p_i v_i = \\ &= m_1 u_1 + \sum_{i=2}^n m_i (u_i + p_i v_i) = m_1 u_1 + \sum_{i=2}^n m_i i. \end{aligned} \quad (3-78)$$

Asendame $u = c_v t$ ja $i = c_p t$, siis

$$t = \frac{m_1 c_{v1} t_1 + \sum_{i=2}^n m_i c_{pi} t_i}{c_v}. \quad (3-79)$$

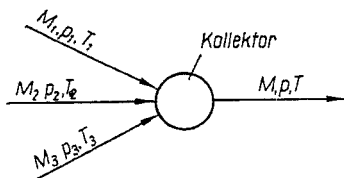
Temperatuuri t leidmisel tuleb kasutada korduvlähendusmeetodit.

Segu rõhk on arvutatav termilisest olekuvõrrandist $pV = RT \sum_{i=1}^n M_i$.

3-10. Gaasivooluste segunemine

Vaatleme joonisel 3-14 esitatud olukorda, kus gaasikollektorisse suunduvad üksikud gaasivoolused parameetritega $t_1, p_1, v_1; t_2, p_2, v_2; \dots$, jne. ning väljuvad sealt ühtse voolusena parameetritega v, t ja p . Tähistame ajaühikus vastavat ristlõiget läbivate üksikute gaasikomponentide massid M_1, M_2, \dots ning peale segunemist $M =$

$$= \sum_{i=1}^n M_i.$$



Joonis 3-14. Gaasivooluste segunemise skeem.

Termodünaamika esimese seaduse põhjal*

$$Q = \left(Mu - \sum_{i=1}^n M_i u_i \right) + \left(Ml - \sum_{i=1}^n M_i l_i \right). \quad (3-80)$$

Valemis (3-80) väljendab liige $\left(Mu - \sum_{i=1}^n M_i u_i \right)$ siseenergia muutust gaaside segunemisel ning liige $\left(Ml - \sum_{i=1}^n M_i l_i \right)$ segu kollektorist väljumise ja sinna sisenevate gaasivooluste tööde algebralist summat.

* Kui gaasivooluste kiirused erinevad üksteisest tunduvalt, tuleb võrrandit täiendada vooluste kineetilist energiat arvestavate liikmetega.

Kuna $l = pv$ ja $l_i = p_i v_i$, siis

$$Q = \left(Mu - \sum_{i=1}^n M_i u_i \right) + \left(Mpv - \sum_{i=1}^n M_i p_i v_i \right). \quad (3-81)$$

Kui süsteem on väliskeskkonnast soojuslikult isoleeritud, siis

$$M(u + pv) = \sum_{i=1}^n M_i (u_i + p_i v_i) \quad (3-82)$$

ehk

$$Mi = \sum_{i=1}^n M_i i_i, \quad (3-83)$$

kus i_i ja i tähistavad vastavalt kollektorisse sisenevate üksikute gaasikomponentide ning kollektorist väljuva gaasisegu entalpiat. Arvestades sellega, et $i = c_p t$, gaasisegu temperatuur

$$t = \frac{\sum_{i=1}^n m_i c_{p_i} t_i}{c_p}. \quad (3-84)$$

Analoogiliselt eespool vaadeldud juhtudega, tuleb segu temperatuuri määramisel kasutada korduvlähenduse võtet.

Segu erimaht on arvatav termilisest olekuvõrrandist

$$v = \frac{RT}{p} = \frac{1}{p} \sum_{i=1}^n m_i R_i. \quad (3-85)$$

3-11. Ideaalsete gaaside entroopia muutus segunemisel

Gaasisegu entroopia

$$s = \sum_{i=1}^n m_i s_i. \quad (3-86)$$

Valemist (2-153) järeldub, et gaasikomponent omab segus entroopia

$$s_i = c_p \ln \frac{T}{T_0} - R_i \ln \frac{p_i}{p_0}, \quad (3-87)$$

kus T — segu temperatuur,

p_i — gaasikomponendi partsiaalrõhk,

T_0, p_0 — normaalparameetrid, mille juures entroopia väärtus loetakse tinglikult nulliks.

Kuna $p_i = r_i p$ (r_i — gaasikomponendi suhteline osamaht), siis

$$s_i = c_p \ln \frac{T}{T_0} - R_i \left(\ln \frac{p}{p_0} - \ln \frac{1}{r_i} \right)$$

ning

$$s = \sum_{i=1}^n m_i \left(c_p \ln \frac{T}{T_0} - R_i \ln \frac{p}{p_0} \right) + \sum_{i=1}^n m_i R_i \ln \frac{1}{r_i}. \quad (3-88)$$

Võrrandi (3-88) esimene liige väljendab gaasisegu entroopiat, teine liige aga entroopia suurenemist segunemisel. Seega suurendab segunemine kui tagastamatu protsess alati süsteemi entroopiat.

4. Tagastamatute termodünaamiliste protsesside analüüs

4-1. Gouy-Stodola seadus

Isoleeritud termodünaamilises süsteemis tehakse tööd ainult juhul, kui ta ei ole termodünaamilises tasakaalus. Selleks on vaja, et süsteemi kuuluvatel kehal ei oleks võrdne temperatuur ega rõhk või üks nendest. Isoleeritud termodünaamilise süsteemi poolt sooritatav töö saadakse tema üleminekul tasakaalutust olekust tasakaaluleku suunas. Seejuures tehtava töö hulk sõltub termodünaamilise protsessi tagastamatuse määrast. Tuginedes termodünaamika teisele seadusele on võimalik määrata kvantitatiivne vahekord tööde vahel, mida termodünaamiline süsteem antud algoleku puhul teeks tagastataval ja tagastamatul üleminekul tasakaaluolekusse. Selleks vaatleme termodünaamilist süsteemi, mis koosneb suure mahutuvusega keskkonnast (mitte väliskeskkond!) ja temast eraldatud termodünaamilisest kehast (alasuüsteem).

Tähistame keskkonna temperatuuri ja rõhu vastavalt T_0 ja p_0 ning süsteemi suure mahutuvuse tõttu loeme nad toimuvatest protsessidest sõltumatuteks. Kui termodünaamilise keha temperatuur ja rõhk erinevad keskkonna temperatuurist ja rõhust ($T \neq T_0$, $p \neq p_0$), võivad süsteemis toimuda nii tagastatavad kui tagastamatud protsessid.

Vastavalt termodünaamika teisele seadusele keskkonnalt kehale üleantav soojushulk

$$q = -T_0(s_{20}' - s_{10}'), \quad (4-1)$$

kus s_{10}' ja s_{20}' tähistavad vastavalt keskkonna entroopiat termodünaamilise protsessi alguses ja lõpus*.

* Entropia jt. soojuslikud suurused on antud ühiku termodünaamilise keha massiühiku kohta.

Kuna termodünaamilise keha poolt tema üleminekul olekust 1 olekusse 2 tehtav tehniline töö $l_t = i_1 - i_2 + q$ (valem (2-132)), siis

$$l_t = (i_1 - i_2) - T_0(s_{20}' - s_{10}'). \quad (4-2)$$

Keskkond koos termodünaamilise kehaga moodustab soojuslikult isoleeritud süsteemi, mille entroopia s^* koosneb keskkonna entroopia s' ja keha entroopia s summast. Seega keskkonna entroopia muutus

$$\Delta s_0' = s_{20}' - s_{10}' = (s_2^* - s_1^*) - (s_2 - s_1) = \Delta s^* - \Delta s \quad (4-3)$$

ning

$$l_t = (i_1 - i_2) + T_0 \Delta s - T_0 \Delta s^*. \quad (4-4)$$

Siinjuures $\Delta s = s_2 - s_1$ ja $\Delta s^* = s_2^* - s_1^*$ tähistavad termodünaamilise keha ja süsteemi entroopia muutust.

Süsteemi entroopia muutus Δs^* (adiabaatiline süsteem) võib olla ainult kas võrdne nulliga või sellest suurem, s. o. $\Delta s^* \geq 0$. Seega

$$l_t \leq (i_1 - i_2) + T_0 \Delta s. \quad (4-5)$$

Süsteemis toimuvate tagastatavate protsesside korral $\Delta s^* = 0$ ning keha poolt tehtav töö on maksimaalne:

$$l_{t, \max} = (i_1 - i_2) + T_0 \Delta s. \quad (4-6)$$

Viimastest valemist näeme, et süsteemi maksimaalne töö termodünaamilise keha üleminekul olekust 1 olekusse 2 on määratud ainult keha alg- ja lõppolekuga ega sõltu termodünaamilise protsessi käigust. Seega on maksimaalne töö olekufunktsioon ning tal on kõik sellest järelduvad omadused.

Tagastamatute protsesside korral

$$l_t = l_{t, \max} - T_0 \Delta s^*. \quad (4-7)$$

Valem (4-7) esitab Gouy-Stodola seadust, mille kohaselt süsteemi poolt tehtav töö on maksimaalsest tööst väiksem positiivse suuruse $T_0 \Delta s^*$ võrra, s. t. on seda suurem, mida väiksem on süsteemi entroopia juurdekasv.

4-2. Eksergia

Energia kui aine üldise liikumisvormi mõiste kasutamine ei osutu alati küllaldaseks. Nimelt ei ole süsteemi koguenergia alati täies ulatuses kasutatav. Seetõttu on vajalik termodünaamilise süsteemi energeetiliste ressursside hindamisel arvesse võtta ka keskkonna parameetreid. Näiteks, veekogudesse akumulunud tohutut siseenergiat on praktiliselt võimatu muundada mõneks muuks energialiigiks, sest tema temperatuur on ligilähedaselt võrdne väliskeskkonna temperatuuriga. Järelikult puudub toodud näites

esineval energial tehniline väärtus. Eeltooduga on põhjendatud energia ressursside hindamisel sellise mõiste kasutuselevõtmine, mis näitab ainult seda energiaosa, milline on väliskeskkonna mõjul suuteline muunduma mingiks teiseks energiavormiks. Sellist süsteemi muundumisvõimelist energiaressurssi nimetatakse eksergiaks. Põhinedes öeldule, võime eksergia mõiste defineerida järgmiselt. Süsteemi eksergia all mõistetakse tehnilist tööd, mida on võimalik saada süsteemi üleminekul antud olekust keskkonna suhtes tasakaaluolekusse.

Eksergia mõiste võeti kasutusele 1955. a. Z. Ranti poolt.

Tähistame termodünaamilise keha entalpia ja entroopia tasakaaluolekus vastavalt i_0 ja s_0 , siis Gouy-Stodola seaduse põhjal

$$\begin{aligned} l_i &= (i - i_0) + T_0(s_0 - s) - T_0\Delta s^* = \\ &= (i - i_0) - T_0(s - s_0) - T_0\Delta s^*. \end{aligned} \quad (4-8)$$

Seega valemis (4-8) esinev suurus

$$e = (i - i_0) - T_0(s - s_0) \quad (4-9)$$

väljendabki termodünaamilise keha eksergiat.

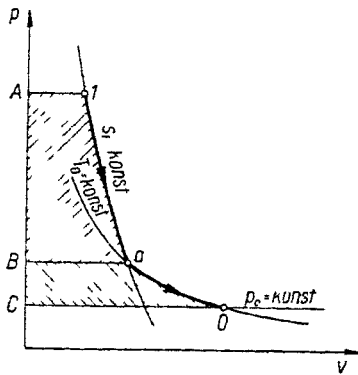
Eksergia definitsioonist (vt. valem (4-9)) järgneb, et ta omab, nii nagu energiagi, kindla väärtuse süsteemi antud oleku puhul.

Termodünaamiliste protsesside tagastamatuse määr avaldub korrutisena $T_0\Delta s^*$. Viimast nimetatakse süsteemi eksergia ehk töövõime kaoks. Termodünaamilise süsteemi töö tema tagastamatul üleminekul antud olekust keskkonnaga tasakaaluolekusse, avaldub

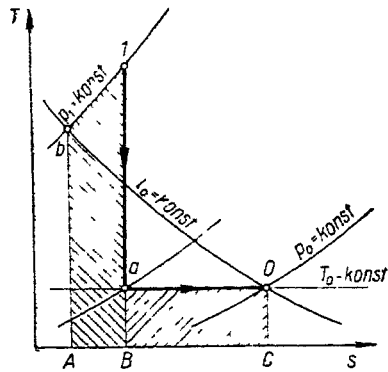
$$l_i = e - T_0\Delta s^*. \quad (4-10)$$

Valem (4-10) väljendab termodünaamilise keha poolt tõeliselt tehtava ja maksimaalselt võimaliku tehnilise töö vahekorda. Esitatud võrrand on kehtiv kõikidele adiabaatilistele termodünaamilistele süsteemidele. Selle alusel on arvutatav süsteemi lõpp- ja algoleku kaudu maksimaalselt võimaliku ja tegeliku töö vahe, s. o. protsesside tagastamatusest tingitud süsteemi töövõime kadu. Süsteemi eksergia kadu (mis tagastatavate protsesside korral muutuks kasulikuks tööks) antakse üle keskkonnale kas soojuse kujul või jääb süsteemis kasutamata (jääb termodünaamilisele kehale üle andmata).

Termodünaamilise keha eksergiat võib tõlgendada ka järgmiselt. Olgu antud termodünaamiline keha olekus I (joonis 4-1). Keha lõppolek (tasakaal keskkonnaga) on määratud joonte $T_0 = \text{konst.}$ ja $p_0 = \text{konst.}$ lõikepunktiga (punkt 0). Vastavalt avaldisele (4-9) võib keha üleminekut lähteolekust (I) keskkonnaga tasakaaluolekusse (0) vaadelda koosnevana kahest etapist. Esimeseks etapiks on keha isoentropiline üleminek algolekust olekusse a . Viimane olek on määratud isotermi $T_0 = \text{konst.}$ ja punkti I läbiva isoentroobi $s_1 = \text{konst.}$ lõikepunktiga. $s = \text{konst.}$ protsessis I - a aval-



Joonis 4-1. Termodünaamilise keha eksergia graafiline määramine p - v -diagrammil

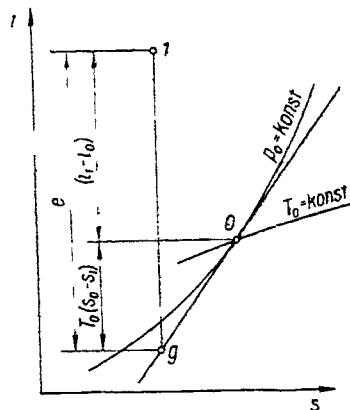


Joonis 4-2. Termodünaamilise keha eksergia graafiline määramine T - s -diagrammil

dub keha poolt tehtud tehniline töö pindalana $i_1 - i_a = \square A1aBA$. Teiseks etapiks on keha isotermiline üleminek olekust a olekusse 0 . Viimasel juhul võrdub keha tehniline töö pindalaga $[(i_a - i_0) - T_0(s_a - s_0)] = \square BaOCB$. Keha eksergia $e = - \int_{(1)}^{(0)} v dp = \square A1aOCA$ on üldjuhul määratud pindalade $\square A1aBA$ ja $\square BaOCB$ algebralise summaga.

Analoogiliselt on keha üleminek väliskeskkonnaga tasakaalu-olekusse kujutatav ka T - s -diagrammil (joonis 4-2). Joon $1-a$ tähistab keha isoentropilist muutust algolekust keskkonna temperatuurini ning joon $a-0$ keha isotermilist üleminekut olekust a väliskeskkonnaga tasakaaluolekusse. Tõmmates punktist 0 isoentalpjoone, saame isobaarjoonel p_1 punkti b , millel $i_b = i_0$. Joonest $1-b$ allpool asuv pindala $\square Ab1BA$ on ekvivalentne entalpia muutusega $(i_1 - i_0)$, aga $\square BaOCB = T_0(s_0 - s_1)$. Seega $e = \square Ab1aOCA$.

i - s -diagrammil avaldub termodünaamilise keha eksergia (joonis 4-3) sirgjooni $1-g$ pikkusena. Seejuures määratakse punkti g asu-



Joonis 4-3. Termodünaamilise keha eksergia määramine i - s -diagrammil

koht järgmiselt. Punkti 0 (termodünaamilise keha tasakaaluolek väliskeskkonnaga) läbivale isobaarjoonele ($p_0 = \text{konst.}$) tõmmatakse puutuja. Viimase kalle, vastavalt seosele $T = (\partial i / \partial s)_p$, on võrdne väliskeskkonna temperatuuriga.

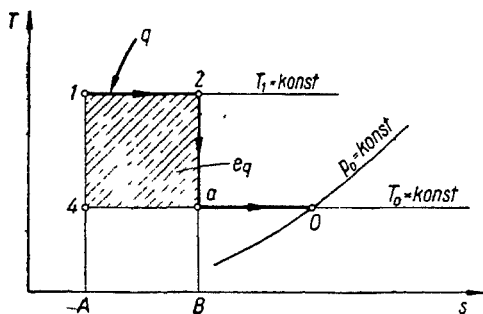
Puutuja võrrandist

$$i - i_0 = T_0(s - s_0)$$

punkti g jaoks $i_g = i_0 + T_0(s_1 - s_0)$. Järelikult vahe $i_1 - i_g = (i_1 - i_0) - T_0(s_1 - s_0) = e$. Punkti 0 läbivale $p_0 = \text{konst.}$ joonele joonistatud puutuja nimetatakse väliskeskkonna sirgeks. Seega väljendub termodünaamilise keha eksergia is -diagrammil vertikaalse sirgiloigu pikkusena termodünaamilise keha algolekut iseloomustavast punktist kuni lõikumiseni väliskeskkonna sirgega.

4-3. Soojushulga (soojusvoo) eksergia

Soojushulga (soojusvoo) eksergia all mõistetakse termodünaamilise süsteemi poolt tehtavat tehnilist tööd soojuse isothermilisel üleandmisel kehale ja viimase üleminekul tasakaaluolekusse keskkonnaga. Õeldu selgitamiseks kasutame Ts -diagrammi (joonis 4-4).



Joonis 4-4. Soojusvoo eksergia graafiline kujutamine Ts -diagrammil.

Olgu antud termodünaamiline keha olekus 1. Anname talle isothermiliselt juurde soojushulga q , mille tulemusena saame oleku 2. Soojushulga $q = \square A12B\bar{A} = T_1(s_2 - s_1)$ poolt tehakse tehniline töö $l_{t, 1-2} = T_1(s_2 - s_1) - (i_2 - i_1)$. Keha üleminekul olekust 1 keskkonna suhtes tasakaaluolekusse tehakse töö

$$\begin{aligned} l_{t, 1-0} &= l_{t, 1-2} + l_{t, 2-0} = \\ &= [T_1(s_2 - s_1) - (i_2 - i_1)] + [(i_2 - i_0) - T_0(s_2 - s_0)] = \\ &= e + (T_1 - T_0)(s_2 - s_1), \end{aligned} \quad (4-11)$$

kus $e = (i_1 - i_0) - T_0(s_1 - s_0)$ tähistab keha eksergiat olekus 1.

Arvestades sellega, et $q = T_1(s_2 - s_1)$, saame

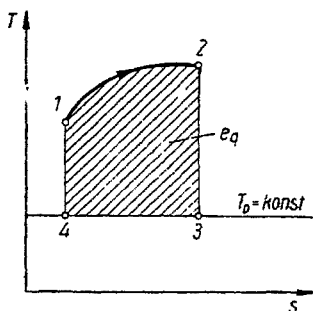
$$l_{t, 1-0} = e + \frac{T_1 - T_0}{T_1} q = e + e_q. \quad (4-12)$$

Suurust $e_q = \frac{T_1 - T_0}{T_1} q$ nimetatakse soojusvoo (soojushulga) eksergiaks. Ts -diagrammil väljendub soojusvoo eksergia ristküliku $12a41$ pindalana, s.o. $e_q = \square 12a41$, näidates, et temperatuuride vahemikus $T_1 - T_0$ võrdub soojushulga q maksimaalne töö tagastatava Carnot' ringprotsessi tööga.

Üldisemal juhul, kui soojusallika temperatuur protsessi käigus muutub, võrdub soojusvoo eksergia integraaliga

$$e_q = \int_{(1)}^{(2)} [(T - T_0)/T] dq$$

ja avaldub Ts -diagrammil pindalana $\square 12341$ (joonis 4-5).



Joonis 4-5. Soojusvoo eksergia graafiline maaramine Ts -diagrammil.

Välise soojusallika korral avaldub termodünaamilise keha tagastamatul üleminekul olekust 1 olekusse 2 protsessis tehtav tehniline töö

$$l'_{t, 1-2} = e_1 - e_2 + e_q - T_0 \Delta s^*. \quad (4-13)$$

Tagastatava protsessi puhul

$$l_{t, 1-2} = e_1 - e_2 + e_q. \quad (4-14)$$

Eksergia kadu tagastamatus protsessis $T_0 \Delta s^* = l_{t, 1-2} - l'_{t, 1-2}$.

Sellisel juhul, kui väline soojusallikas puudub, võrrandites (4-13) ja (4-14) liige $e_q = 0$ ning

$$l'_{t, 1-2} = e_1 - e_2 - T_0 \Delta s^*. \quad (4-15)$$

Tagastatavate protsesside korral aga

$$l_{t, 1-2} = e_1 - e_2. \quad (4-16)$$

4-4. Eksergia kadu soojusülekanal

Soojusülekanne erinevate temperatuuridega kehade vahel on tagastamatu protsess, mistõttu teda sageli nimetatakse ka tagastamatu soojusülekandeks ning selle juures esinevat protsessi tagastamatust, väliseks tagastamatuseks. Soojusülekanne võib olla tagastatav ainult soojuse kvaasistaatilis-isotermilisel siirdumisel ühelt kehalt teisele.

Vaatleme kehadevahelist soojusülekannet kahest kehast koosnevas süsteemis. Muutugu soojust üleandva keha temperatuur T_I temperatuurilt T_I temperatuurini T_{II} ning soojust vastuvõtva keha temperatuur T_2 vastavalt T_{IV} -lt T_{III} -ni (joonis 4-6). Juhul kui vaadeldav süsteem väliskeskkonda soojust üle ei anna, siis ülekanduv soojushulk $q = \square A I II B A = \square B I V III C B$. Soojusülekanal esimese

keha eksergia väheneb $e_{q_1} = \int_{(i)}^{(ii)} [(T_1 - T_0)/T_1] dq$ ning teise keha

eksergia suureneb $e_{q_2} = \int_{(iv)}^{(iii)} [(T_2 - T_0)/T_2] dq$ võrra. Eksergia kadu

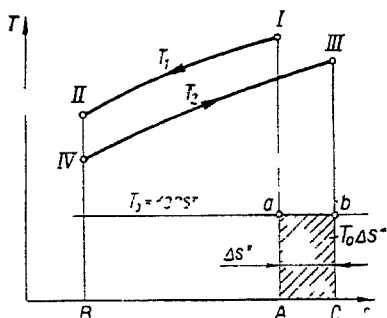
Gouy-Stodola seaduse põhjal

$$\Delta e = e_{q_1} - e_{q_2} = T_0 \Delta s^* \quad (4-17)$$

Viimane väljendub Ts -diagrammil viirutatud pindalana $\Delta e = \square A a b C A$. Eksergia kadu soojusülekanal Δe on tingitud soojuse siirdumisest kõrgema temperatuuriga kehalt madalama temperatuuriga kehale («kõrgema kvaliteediga» soojuse üleminek «madalama kvaliteediga» soojuseks).

Kui süsteemi ja väliskeskkonna vahel esineb soojusülekanne (soojuskadu väliskeskkonda), siis täieneb eksergia kadu liikmega, mis arvestab tähendatud kadu. Kuna meie poolt vaadeldavas süsteemis on soojusallikaks keha I , siis eksergia kadu väliskeskkonda ülekanduvast soojushulgast avaldub

$$\Delta e_0 = \int_{(i)}^{(ii)} \frac{T_1 - T_0}{T_1} dq_0 \quad (4-18)$$



Joonis 4-6. Soojusülekanne protsessi kujutamine Ts -diagrammil.

ning

$$\Delta e = e_{q_1} - e_{q_2} + \Delta e_0 = T_0(\Delta s_1^* + \Delta s_2^*), \quad (4-19)$$

kus Δs_1^* — entroopia suurenemine tagastamatust soojusülekandest,

Δs_2^* — entroopia suurenemine soojusülekandest väliskeskkonda.

Kogu soojuse $q = \int_{(1)}^{(II)} T ds$ ülekandumisel väliskeskkonda eksergia kadu $\Delta e = e_q$.

4-5. Kütuse põlemisel vabaneva soojuse eksergia

Vaatleme kütuse põlemist soojuslikult isoleeritud süsteemis. Tähistame kütuse põlemisel vabaneva soojushulga q . Sõltuvalt süsteemis oleva hapendaja ja kütuse vahekorrast ning põlemistingimustest, omandavad põlemissaadused protsessi lõpul kindla temperatuuri T_t .

Kütuse põlemisel vabaneva soojuse eksergia

$$e_q = \int_{(1)}^{(2)} \frac{T - T_0}{T} dq.$$

Kuna $dq = cdT$, siis

$$e_q = \int_{(1)}^{(2)} cdT - \int_{(1)}^{(2)} T_0 \frac{dq}{T} = q - T_0(s_2 - s_1). \quad (4-20)$$

Viimasest tulemusest nähtub, et kütuse põlemisel vabaneva soojuse eksergia sõltub kütuse põlemistingimustest, s. o. sõltub vahest $(s_2 - s_1)$.

Võrdleme omavahel isohoorilist ja isobaarilist põlemist. Kuna mõlemal korral on põlemisel vabanev soojus sama, siis

$$c_v(T_{t_v} - T_0) = c_p(T_{t_p} - T_0), \quad (4-21)$$

kus T_{t_v} ja T_{t_p} tähistavad põlemissaaduste lõpptemperatuuri vastavalt kütuse isohoorilisel ja isobaarilisel põlemisel.

Teatavasti $c_p > c_v$, seepärast $T_{t_v} > T_{t_p}$ ja $e_{q_v} > e_{q_p}$. Seega vastavalt avaldisele (4-20), ületab isohoorilisel põlemisel vabaneva soojushulga eksergia isobaarilisel põlemisel saadava soojushulga eksergia. Esitatust järeldub, et soojusjõuseadmetes on soojuse tööks muundumisel efektiivsem kasutada kütuse isohoorilist põlemist.

4-6. Eksergia kadu ringprotsessides

Vaatleme tagastamatut ringprotsessi *I II III IV* (joonis 4-7). Soojusallika ja jahutaja temperatuurid olgu vastavalt T_1 ja T_2 . Ringprotsess olgu soojuse protsessi andmise *I—II* ja protsessist eemaldamise *III—IV* osas ainult väliselt tagastamatu. Viimane seisneb selles, et termodünaamilise keha temperatuur jääb soojuse protsessi juhtimisel madalamaks soojusallika temperatuurist ning soojuse eemaldamisel kõrgemaks jahutaja temperatuurist. Ülejäänud osades, kus termodünaamilisel kehal puudub kontakt soojusallika ja jahutaja vahel, olgu ringprotsess sisemiselt tagastamatu (termodünaamiline protsess ei ole kvaasistaatiline).

Võrdleme ringprotsessi *I II III IV* tagastatava Carnot' ringprotsessiga. Võrdluse aluseks võtame protsessi antava soojushulka võrdsuse:

$$q_1 = \int_{(I)}^{(II)} T ds = T_1 (s_2 - s_1). \quad (4-22)$$

Tagastamatust ringprotsessist eemaldatav soojushulk

$$\begin{aligned} q_2' &= \int_{(III)}^{(IV)} T ds = T_2 (s_a - s_4) = \\ &= T_2 (s_3 - s_4) + T_2 (s_a - s_3) = q_2 + T_2 (s_a - s_3), \end{aligned} \quad (4-23)$$

kusjuures tagastatavast Carnot' ringprotsessist eemaldatav soojus

$$q_2 = T_2 (s_3 - s_4). \quad (4-24)$$

Süsteemi entroopia muutus

$$\Delta s^* = -\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2'}{T_2}. \quad (4-25)$$

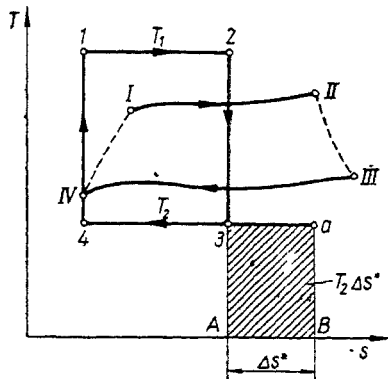
Kuna $q_2' = q_2 + T_2 (s_a - s_3)$ (valem (4-23)), siis

$$\Delta s^* = -\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} + (s_a - s_3). \quad (4-26)$$

Liige $-\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0$ (tagastatav Carnot' ringprotsess) ning entroopia suurenemine

$$\Delta s^* = s_a - s_3. \quad (4-27)$$

Valemist (4-27) järgneb lihtne võimalus süsteemi entroopia suurenemise Δs^* ja eksergia kao $T_2 \Delta s^*$ määramiseks Ts -diagrammil (joonis 4-7).



Joonis 4-7. Ringrotsessis esineva eksergia kao määramine Ts -diagrammil.

Selleks kantakse joonisele $T_2 = \text{konst.}$ joon ja leitakse ülalpool kirjeldatud moodusel punktid 4 ja 3. Järgnevalt määratakse tingimuse $q_2 = T_2(s_a - s_4)$ kohaselt lõigu 3-a pikkus, mis on arvuliselt võrdne kogu süsteemi entroopia juurdekasvuga Δs^* . Eksergia kadu $T_2 \Delta s^*$ on aga ekvivalentne pindalaga $\square A3aBA$.

Esitatud meetod eksergia kao määramiseks on üldine ja ta on rakendatav ringrotsessile kui tervikule ning ka tema üksikutele osadele. Seejuures tuleb silmas pidada, et entroopia juurdekasv ringrotsessis on võrdne entroopia juurdekasvude summaga tema üksikutes osades.

Tuginedes Gouy-Stodola seadusele, tagastamatu ringrotsessi töö

$$l = l_{t, \max} - T_2 \Delta s^* \quad (4-28)$$

ehk

$$l = (q_1 - q_2) - T_2 (s_a - s_3). \quad (4-29)$$

4-7. Eksergeetiline kasutegur

Tagastatavate ringrotsesside efektiivsust soojuse muundamisel tööks iseloomustatakse ringrotsessi termilise kasuteguriga. Viimane võrdub ringrotsessist saadava kasuliku töö ja ringrotsessi antava soojushulga suhtega. Carnot' ringrotsessi analüüsist järeldus, et tema termiline kasutegur võib võrduda ühega ainult siis, kui jahutaja temperatuur $T_2 = 0\text{K}$. Sellisel juhul $l = q_1$. Reaalselt võimalikuks minimaalseks (jahutaja) temperatuuriks, mis määrab süsteemi poolt tehtava võimaliku maksimaalse töö — eksergia, on keskkonna temperatuur. Sellest tulenevalt võib ringrotsesside efektiivsuse väljendamiseks kasutada ka nn. eksergeetilist kasutegurit. Eksergeetiline kasutegur iseloomustab soo-

juisjõuseadmetest saadavat tööd maksimaalselt võimalikku töösse. Vastavalt öeldule, avaldub soojusjõuseadme eksergeetiline kasutegur valemiga

$$\eta_{\text{ex}} = \frac{l}{e_1 - e_2 + e_q}, \quad (4-30)$$

kus e_1 , e_2 — termodünaamilise keha eksergia vastavalt soojusjõumasinasse sisenemisel ja sealt väljumisel,

e_q — soojushulga eksergia,

l — soojusjõumasinast saadav töö.

Arvestades sellega, et eksergia kadu $T_0 \Delta s^* = e_1 - e_2 + e_q - l$, saame

$$\eta_{\text{ex}} = 1 - \frac{T_0 \Delta s^*}{e_1 - e_2 + e_q}. \quad (4-31)$$

Kui soojusjõumasinas toimuvad kõik protsessid tagastatavalt, siis $l = l_{\text{max}}$ ja $\eta_{\text{ex}} = 1$.

Eksergeetilise kasuteguri mõistet kasutatakse ka seadmete iseloomustamiseks, mis kasulikku tööd ei tee. Sellisel juhul

$$\eta_{\text{ex}} = \frac{e_2}{e_1 + e_q} \quad (4-32)$$

ning ta on termodünaamiliste protsesside üheks tagastamatuseloomustamise astmeks.

Valemiga (4-32) määratavat eksergeetilist kasutegurit on sobiv kasutada soojusvahetusseadmete efektiivsuse iseloomustamiseks. Soojuse ülekandumisel kehalt temperatuuriga T_1 kehale temperatuuriga T_2 (soojuskadod väliskeskonda puuduvad), võrdub esimeselt kehalt saadav soojushulk teisele kehale üleantud soojushulgaga. Kuid sama soojushulk ei ole temperatuuril T_2 enam töövõime poolest samaväärne sellega, mis tal oli temperatuuril T_1 . Viimati esitatud kasutegur hõlmabki soojuse töövõime vähenemise tema siirdumisel kõrgema temperatuuriga kehalt madalama temperatuuriga kehale.

5. Termodünaamiline tasakaal. Veeaur. Niiske õhk

5-1. Isoleeritud homogeense termodünaamilise süsteemi tasakaalu tingimused

Termodünaamiline süsteem võib olla kas tasakaalu või tasakaalutus olekus. Seejuures eristatakse stabiilset ja labiilset tasakaalu. Stabiilse tasakaalu korral taastub süsteemis algolek pärast süsteemi tasakaalust välja viinud häiringu kadumist. Labiilne tasakaal on aga iseloomustatav sellega, et välisahäiringu kadumisel ei omanda süsteem enam esialgset olekut, vaid läheb üle mingisse uude seisundisse.

Vaatleme isoleeritud ($V = \text{konst.}$, $U = \text{konst.}$) termodünaamilist süsteemi. Tagastamatute protsesside korral

$$TdS > dU + pdV,$$

millest $V = \text{konst.}$ ja $U = \text{konst.}$ puhul järeldub, et $dS > 0$, s. t. isoleeritud süsteemi entroopia tagastamatute protsesside korral suureneb ning tasakaaluolekus omandab ta maksimaalse väärtuse. Seega on isoleeritud termodünaamilise süsteemi tasakaalu tingimuseks:

$$S = S_{\max}, \quad dS = 0 \quad \text{ja} \quad d^2S < 0. \quad (5-1)$$

Süsteemi üksikute osade omavahelise termodünaamiliste tasakaalutingimuste selgitamiseks jagame süsteemi tinglikult kaheks alasüsteemiks 1 ja 2. Kujutleme, et süsteemi nendes alaosades toimuvate protsesside tulemusena muutuvad alaosade mahud ja siseenergiad. Tähistame mainitud muutuse esimeses alasüsteemis vastavalt dV_1 ja dU_1 ning teises alasüsteemis dV_2 ja dU_2 . Kuna süsteemi kogumaht ja siseenergia jäävad samaks, siis $dV_1 + dV_2 = 0$

ja $dU_1 + dU_2 = 0$. Tasakaalutingimuse $S = \text{konst.}$ kohaselt ka $dS_1 + dS_2 = 0$. Arvestades sellega, et $dS = \frac{dU}{T} + \frac{p}{T} dV$, siis

$$dS_1 + dS_2 = \frac{1}{T_1} dU_1 + \frac{p_1}{T_1} dV_1 + \frac{1}{T_2} dU_2 + \frac{p_2}{T_2} dV_2 = 0 \quad (5-2)$$

ehk

$$\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) dU_1 + \left(\frac{p_1}{T_1} - \frac{p_2}{T_2} \right) dV_1 = 0. \quad (5-3)$$

Viimane tingimus saab olla täidetud ainult siis, kui $\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = 0$ ja $\frac{p_1}{T_1} - \frac{p_2}{T_2} = 0$. Järelikult $T_1 = T_2$ ja $p_1 = p_2$ (vt. I ptk.). Seega on termodünaamilises tasakaalus oleva isoleeritud termodünaamilise süsteemi kõikides osades ühesugune temperatuur ja rõhk.

Analoogiliselt võib leida tasakaalutingimused ka esitatud olukorrast erinevatele juhtudele. Üheks praktiliselt huvipakkuvaks juhuseks on olukord, kus termodünaamilise süsteemi ja väliskeskonna vastasmõju tingimustes süsteemi rõhk ja temperatuur jäävad püsivateks (näiteks vedeliku ja auru faasi vaheline tasakaal). Sellisel juhul on sobiv lähtuda valemist (2-172), mille põhjal tagastamatute protsesside korral

$$d\Phi < -sdT + vdp. \quad (5-4)$$

Kui $dT = 0$ ja $dp = 0$ ($T = \text{konst.}$, $p = \text{konst.}$) siis $d\Phi < 0$, s. t. isoterm-isobaarilise termodünaamilise süsteemi isobaariline termodünaamiline potentsiaal tagastamatutes protsessides väheneb ning süsteemi tasakaaluolekus omandab ta minimaalse väärtuse. Seega on isoterm-isobaarilise süsteemi tasakaalu tingimuseks:

$$\Phi = \Phi_{\min}, \quad d\Phi = 0 \quad \text{ja} \quad d^2\Phi > 0. \quad (5-5)$$

5-2. Aine faasidevaheline termodünaamiline tasakaal

Kõik looduses esinevad ained võivad olla erinevates faasides, mis kujutavad endast erinevaid agregaatolekuid (tahke, vedel, gaasiline) või kristallilise oleku alavorme. Seejuures moodustab süsteemi iga faas omaette ühesuguste füüsikaliste omadustega homogeense süsteemi (aläsüsteemi). Mitmefaasilises süsteemis on kõik faasid omavahelises kontaktis.

Aine üleminekut ühest faasist teise nimetatakse aine faasimuutuseks. Seejuures on võimalikud järgmised faasimuutused: vedelik — gaas (aurustumine, kondenseerumine), tahke — gaas (sublimeerumine, desublimeerumine), tahke — vedelik (sulamine, hangumine) ja tahke — tahke (rekristalliseerumine). Aine faasimuutus on alati seotud soojusefektiga, s. t. aine faasimuutusel esineb kas soojuse absorbeerimine või soojuse eraldumine.

Käsitleme kahefaasilise termodünaamilise süsteemi tasakaalutingimusi.

Kahefaasilise süsteemi termodünaamilise tasakaalu vajalikuks tingimuseks, nagu homogeense süsteemi korralgi, on mehaanilise ja soojusliku tasakaalu tingimus: $p_1=p_2$ ja $T_1=T_2$, s. t. mõlemate faaside rõhud ja temperatuurid on samad. Esitatud soojusliku tasakaalu tingimus ei ole veel piisavaks faasidevahelise tasakaalu tingimuseks, kuna ta ei välista aine ülemineku võimalust ühest faasist teise. Kolmanda tingimusena peab olema täidetud tingimus (5-5), s. t. $p=\text{konst.}$ ja $T=\text{konst.}$ korral on kogu tasakaalus oleva süsteemi isobaariline termodünaamiline potentsiaal minimaalne ($d\Phi=0$).

Olgu süsteemi mass $M=M_1+M_2$. Tähistame üksikute faaside suhtelised massid vastavalt $m_1=(M_1/M)$ ja $m_2=(M_2/M)$, siis

$$\Phi=m_1\Phi_1(p, T)+m_2\Phi_2(p, T). \quad (5-6)$$

Märgime, et isobaarilist termodünaamilist potentsiaali, mis on antud vastava faasi ühe massühiku kohta, nimetatakse sageli keemiliseks potentsiaaliks.

Vastavalt tasakaalutingimusele $d\Phi=0$:

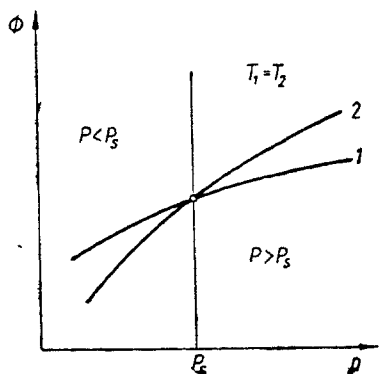
$$\Phi_1(p_1T)dm_1+\Phi_2(p_1T)dm_2=0. \quad (5-7)$$

Kuna $dm_1+dm_2=0$, siis $dm_1=-dm_2$ ning

$$\Phi_1(p, T)=\Phi_2(p, T). \quad (5-8)$$

Järelikult on kahefaasilise süsteemi faasidevahelise tasakaalutingimuseks mõlemate faaside rõhkude, temperatuuride ja isobaariliste termodünaamiliste potentsiaalide võrdsus. Seega ei või aine faasid olla omavahelises tasakaalus mitte igasuguste rõhkude ja temperatuuride puhul, vaid ainult kindlale rõhule vastava kindla temperatuuri juures. Viimane on määratud võrrandi (5-8) lahendiga — $p_s=p(T)$. Siinjuures tähistab p_s süsteemi antud temperatuurile vastavat tasakaalurõhku. Teades näiteks temperatuuri, on võrrandist $p_s=p(T)$ otseselt määratav ka sellele temperatuurile vastav tasakaalurõhk. Oeldu kehtib ka üksikute faaside erimahtude kohta. Viimased on tasakaaluolekus samuti funktsionaalses seoses temperatuuri või rõhuga. Need seosed on leitavad vastava ainefaasi termilisest olekuvõrrandist asendusega $p_s=p(T)$.

Kujutagu joonisel 5-1 jooned 1 ja 2 vastavalt aine esimese ja teise faasi isobaarilise termodünaamilise potentsiaali sõltuvust süsteemi rõhust mingil kindlal temperatuuril ($T_1=T_2$). Tingimuse (5-8) kohaselt on tasakaaluolek joonisel määratud joonte ühise punktiga, millele vastab tasakaalurõhk p_s . Süsteemi temperatuuri muutumisel joonte asukoht Φp -diagrammil muutub ning koos sellega muutub ka tasakaalurõhk. Kui $p \neq p_s$, siis isoterm-isobaarilise süsteemi isobaarilise termodünaamilise potentsiaali diferentsiaal



Joonis 5-1. Aine faaside isobaarilise termodünaamilise potentsiaali sõltuvus rõhust.

$d\Phi \neq 0$ ning süsteemis on võimalikud protsessid, mis viivad Φ muutusele.

Vastavalt tingimusele $d\Phi < 0$

$$\Phi_1 dm_1 + \Phi_2 dm_2 < 0. \quad (5-9)$$

Kuna $dm_1 = -dm_2$, siis avaldis (5-9) omandab kuju:

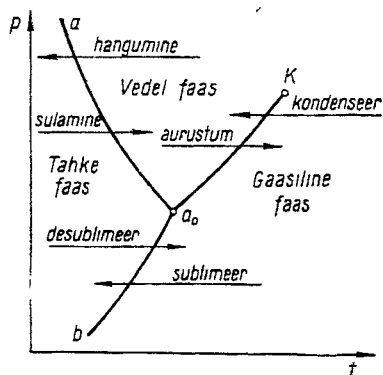
$$(\Phi_1 - \Phi_2) dm_1 < 0. \quad (5-10)$$

Viimasest võrratusest järeldub, et kui $\Phi_1 > \Phi_2$, siis $dm_1 < 0$ ning $\Phi_2 > \Phi_1$ korral $dm_1 > 0$. Seega on süsteemi kõrgema keemilise potentsiaaliga faasil alati tung üleminekuks väiksema keemilise potentsiaaliga faasi. Piirkonnas $p > p_s$ esimese faasi isobaariline termodünaamiline potentsiaal on väiksem teise faasi keemilisest potentsiaalist, ning alas, kus $p < p_s$, $\Phi_1 > \Phi_2$. Järelikult on esimesel juhul püsivamaks faasiks esimene faas, teisel juhul aga teine faas. Tasakaalu olekus $\Phi_1 = \Phi_2$, mistõttu kumbki faas püsivuse suhtes mingeid eeliseid ei oma.

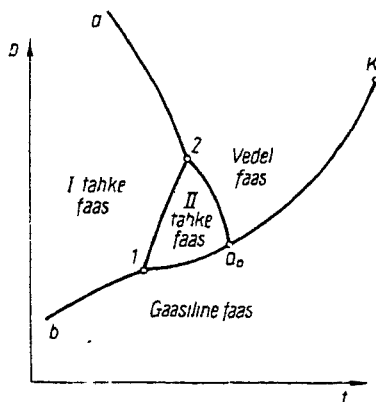
5-3. Faasimuunduse diagrammid

Sõltuvalt tingimustest (rõhk, temperatuur) võib aine olla erinevates agregaatolekutes või samaaegselt mitmes faasis korraga. Näiteks, normaalrõhul (760 mm Hg) esineb vesi vedelas faasis temperatuurivahemikus 0–100 °C, alla 0 °C läheb vesi üle tahkesse ning temperatuuril üle 100 °C on ta aga gaasilises (auru) faasis.

Aine faasilise oleku väljendamiseks kasutatakse faasimuunduse pt -diagrammi (joonis 5-2). Sellel diagrammil esitatud jooned määravad aine üksikute faasidevahelise tasakaalu ning väljendavad sõltuvust $p_s = p(T)$. Diagramm jaguneb kolmeks osaks. Iga selline osa vastab aine kindlale faasile. Joon a_0 -K määrab piiri aine gaa-



Joonis 5-2. Aine faasimuunduse pt -diagramm.



Joonis 5-3. Aine faasimuunduse pt -diagramm.

silise (auru) ja vedela oleku vahel, joon a_0-a piiri vedela ja tahke ning joon a_0-b piiri tahke ja gaasilise oleku vahel. Punkti a_0 , kus aine on uheaegselt kolmes agregaatolekus, nimetatakse kolmikpunktiks.

pt -diagramm võimaldab määrata faasi muutusi aine üleminekul ühest olekust teise, nagu see on näidatud joonisel 5-2. Kui aine faasimuutusel toimub lõikumine joonega a_0-K paremalt vasakule, siis gaasilises faasis olev aine läheb üle vedelasse faasi, s. o. kondenseerub. Vastupidine toiming on seotud vedeliku aurustumisega. Punkt K märgib aine kriitilist olekut. Kui aine temperatuur on kriitilisest temperatuurist kõrgem, kaob vahe vedela ja gaasilise oleku vahel ning mingit faasimuutust ei toimu. Kõvera a_0-a läbimisel vasakult paremale või paremalt vasakule toimub kas tahke faasi üleminek vedel faasi või vedeliku hangumine. Joon a_0-b määrab piiri gaasilise ja tahke faasi vahel. Seile joone ületamine on seotud kas sublimatsiooniga või desublimatsiooniga protsessidega.

Sublimatsiooni- ($b-a_0$) ja küllastusjoon (a_0-K) on pt -diagrammil alati positiivse rõhusuga ($(dp_s/dT) > 0$), s. t. rõhu tõusmisel tõuseb nii sublimatsiooni- kui ka keemistemperatuur. Sulamisjoone rõhu võib olla kas positiivne või negatiivne.

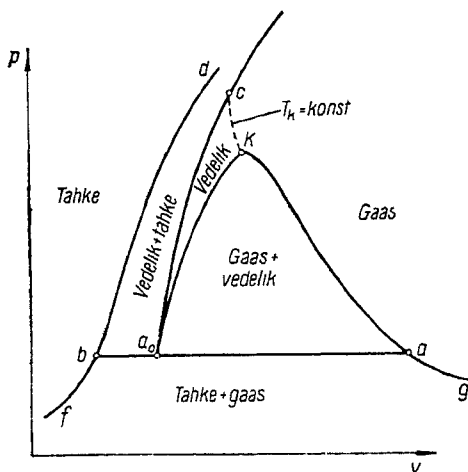
Kui ainel on tahkes olekus mitu kristallilist modifikatsiooni (näiteks jää võib omada kuut erinevat kristallilist struktuuri), saab vastavate modifikatsioonide esinemispiirkonnad kujutada ka pt -diagrammil (joonis 5-3).

Peale pt -diagrammi kasutatakse veel pv - ja Ts -diagramme. Kui pt -diagrammil väljendus faasidevaheline tasakaal joonena, siis pv - ja Ts -diagrammidel hõlmab ta teatud ala. See võimaldab nendel olekudiagrammidel aine mitmefaasilise oleku alas iseloo-

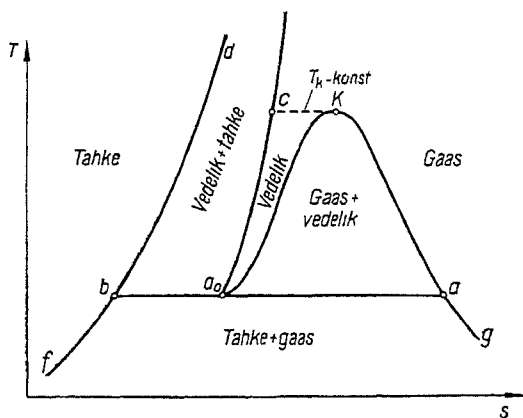
mustada faasidevahelisi kvantitatiivseid vahakordi. Viimase ise-loomustamiseks kasutatakse suhet:

$$y = \frac{M_1}{M_1 + M_2} = \frac{M_1}{M}, \quad (5-11)$$

kus M_1 ja M_2 tähistavad vastavalt esimese ja teise faasi massi. p - v -diagrammi ehitus selgub jooniselt 5-4. Ala a_0 - K - a - a_0 väljendab gaasilise ja vedelfaasi vahelise tasakaalu piirkonda ning jooned a_0 - K ja a - K alumist ja ülemist piirkõverat. Ülemisest piirkõverast paremal asuvale alale vastab aine gaasiline olek. Alas a_0 - c - K - a_0 on aine vedelas faasis. Siinjuures on piir c - K tinglikult määratud kriitilise isotermiga. Joonega f - b - a - g piiratud osa väljendab tahke ja gaasilise faasi vahelise tasakaalu piirkonda. Joonest f - b - d vasakul asuv piirkond vastab ainult aine tahkele olekule.



Joonis 5-4 Aine faasimuunduse p - v -diagramm



Joonis 5-5 Aine faasimuunduse T - s -diagramm.

Ükskõik millise piirkõvera iga punkt määrab vastava faasi erimahu faasidevahelise tasakaalu olekus antud rõhul. Nii määravad jooned a_0-K ja $a-K$ vastavalt vedeliku erimahu v' ja kuiva küllastunud auru erimahu v'' sõltuvuse rõhust. Kriitilises punktis erimaht $v_k = v' = v''$.

Analoogiliselt esitatuga on aine oleku üksikud faasid kujutatavad ka Ts -diagrammil (joonis 5-5). Diagrammil toodud tähised ühtivad joonisel 5-4 kasutatud tähistega.

5-4. Clapeyron-Clausiusi võrrand

Soojushulka, mis eraldub või absorbeerub massiühiku aine isobaarilisel üleminekul ühest faasist teise, nimetatakse faasimuunduse soojuseks. Sõltuvalt faasimuunduse tüübist eristatakse aurustumis-, kondenseerumis-, sulamis-, hangumis-, sublimatsiooni-, desublimatsiooni- ja rekristallisatsioonisoojust. Kuna isobaariline faasimuundus on ühtlasi ka isothermiliseks protsessiks, siis faasimuunduse soojus avaldub:

$$z = i_2 - i_1 = T(s_2 - s_1). \quad (5-12)$$

Arvestades, et $i = u + pv$, saame

$$z = (u_2 - u_1) + p(v_2 - v_1). \quad (5-13)$$

Siinjuures tähistavad indeksid 1 ja 2 vastavaid suurusi faasimuundusprotsessi alguses ja lõpus.

Viimastest avaldisest selgub, et faasimuunduse soojus koosneb kahest osast. Esimene osa $(u_2 - u_1)$ väljendab aine faasimuundusel esinevat siseenergia muutust ning seda nimetatakse sisemiseks faasimuundussoojuseks. Teine liige $p(v_2 - v_1)$ kajastab aine poolt faasimuundusprotsessis tehtavat mehaanilist tööd erimahu muutusel v_1 -lt v_2 -le ning seda nimetatakse välimiseks faasimuundussoojuseks. Viimane on seotud molekulidevaheliste jõudude ületamisega faasimuundusprotsessis.

Faasimuunduse kõveratel nii süsteemi temperatuur kui ka aine üksikute faaside entroopia sõltub ainult tasakaalurõhust. Samuti on aine faasimuundussoojus määratud ainuüksi rõhu või temperatuuriga.

Clapeyron-Clausiusi võrrand on faasimuunduse kõvera matemaatiliseks avaldiseks. Ta seob omavahel tasakaalurõhu kõvera tõusu dp_s/dT faasimuundussoojusega.

Clapeyron-Clausiusi võrrandi tuletamiseks lähtume aine faaside isobaariliste termodünaamiliste potentsiaalide võrdsusest $\Phi_1(p, T) = \Phi_2(p, T)$ ehk $d\Phi_1 = d\Phi_2$. Kuna isobaariline termodünaamiline potentsiaal on olekufunktsioon ja omab täisdiferentsiaali,

siis

$$d\Phi_1 = \left(\frac{\partial\Phi_1}{\partial p}\right)_T dp_s + \left(\frac{\partial\Phi_1}{\partial T}\right)_p dT$$

ja

$$d\Phi_2 = \left(\frac{\partial\Phi_2}{\partial p}\right)_T dp_s + \left(\frac{\partial\Phi_2}{\partial T}\right)_p dT$$

ehk

$$\left(\frac{\partial\Phi_1}{\partial p}\right)_T \frac{dp_s}{dT} + \left(\frac{\partial\Phi_1}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial\Phi_2}{\partial p}\right)_T \frac{dp_s}{dT} + \left(\frac{\partial\Phi_2}{\partial T}\right)_p. \quad (5-14)$$

Kuna $\left(\frac{\partial\Phi}{\partial T}\right)_p = -s$ ja $\left(\frac{\partial\Phi}{\partial p}\right)_T = v$, siis

$$\frac{dp_s}{dT} = \frac{s_2 - s_1}{v_2 - v_1}. \quad (5-15)$$

Arvestades, et $s_2 - s_1 = \frac{z}{T}$

$$\frac{dp_s}{dT} = \frac{z}{T(v_2 - v_1)}. \quad (5-16)$$

Avaldis (5-16) kannabki Clapeyron-Clausiuse võrrandi nime.

Võrrandis (5-16) esinev faasimuunduse soojus z asendub vedeliku aurustamisel aurustumissoojusega r , erimaht v_1 vedeliku erimahuga alumisel piirkõveral v' ja erimaht v_2 kuiva küllastunud auru erimahuga v'' . Sellisel juhul

$$\frac{dp_s}{dT} = \frac{r}{T(v'' - v')}. \quad (5-17)$$

Kuna vedeliku erimaht v' on alati väiksem auru erimahust v'' , siis vedeliku aurustumisel $(dp_s/dT) > 0$, s. t. temperatuuri suurenemisel auru küllastusrõhk suureneb.

Väikeste aururõhkude korral $v'' \gg v'$. Vaadeldes seejuures auru ideaalse gaasina ($v'' = (RT/p_s)$), järeldub võrrandist (5-17), et

$$\frac{d \ln p_s}{dT} = \frac{r}{RT^2} \quad (5-18)$$

ehk

$$\ln p_s = \int \frac{r}{RT^2} dT + konst. \quad (5-19)$$

Madalatel rõhkudel võib esimeses lähenduses lugeda aurustumissoojuse temperatuurist sõltumatuks. Sellisel juhul võrrandi (5-19) integraal

$$\ln p_s = -\frac{r}{RT} + \text{konst.} \quad (5-20)$$

Võrrandis (5-20) esineva integreerimiskonstandi määramiseks on vaja teada aine küllastusrõhku mingil kindlal temperatuuril. Tavaliselt kasutatakse selleks vedeliku keemistemperatuuri normaalrõhul.

Võrrandi (5-19) rakenduspiirkonda võib mõningal määral laiendada, kui aurustumissoojuse r sõltuvus temperatuurist lugeda lineaarseks ($r = a - bT$):

$$\ln p_s = -\frac{1}{R} \left(\frac{a}{T} + b \ln T \right) + \text{konst.} \quad (5-21)$$

Tahke faasi üleminekul vedelasse faasi (sulamine) Clapeyron-Clausiusse võrrand avaldub kujul

$$\frac{dp_s}{dT} = \frac{\lambda}{T(v_v - v_T)}, \quad (5-22)$$

kus λ — sulamissoojus,
 v_v, v_T — vedel- ja tahkefaasi erimaht sulamisjoonel.

Vedel- ja tahkefaasi erimahud on ühes ja samas suurusjärgus. Seetõttu võib esineda kaks juhtu: $v_v > v_T$ ja $(dp_s/dT) > 0$ ning $v_v < v_T$ ja $(dp_s/dT) < 0$. Esimesel juhul rõhu kasvamisel sulamistemperatuur suureneb, teisel juhul aga väheneb. Seetõttu võivad mõningate ainete (sealhulgas ka vee) sulamisjooned olla pt -diagrammi teatud osades negatiivse kaldega.

Tahke faasi üleminekul aurufaasi (sublimatsioon)

$$\frac{dp_s}{dT} = \frac{\varepsilon}{T(v_a - v_T)}, \quad (5-23)$$

kus ε — sublimatsioonisoojus,
 v_a, v_T — auru- ja tahkefaasi erimahud sublimatsioonijoonel.

Tahkefaasi erimaht on aurufaasi erimahust alati väiksem, mistõttu tahke faasi üleminekul aurufaasi rõhu suurenemisel sublimatsioonitemperatuur suureneb. Kuna $v_a \gg v_T$, siis võib võrrandi (5-23) liikmest v_T loobuda ning

$$\ln p_s = \int \frac{\varepsilon}{RT^2} dT + \text{konst.} \quad (5-24)$$

Seejuures on eeldatud, et aurufaas allub Clapeyroni võrrandile. Tahke faasi rekristallisatsiooni korral asendub võrrandis (5-16)

olev faasimuundussoojus rekristallisatsioonisoojusega. Sõltuvalt rekristallisatsioonijoone asukohast pt -diagrammil, võib rõhu suurenemisel rekristallisatsiooni temperatuur kas suurenedagi või väheneda.

5-5. Tahkete kehade termilised ja soojuslikud omadused

Tahkete kehade üheks iseloomulikuks jooneks on nende väike kokkusurutavus. Isotermiline paisumistegur $-\kappa = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T$ on tahketele kehadele suurusjärgus $10^3 - 10^5 \text{ m}^2/\text{MN}$. Seetõttu väheneb tahkete kehade maht märgatavalt alles väga kõrgetel rõhkudel. Suhteline mahu muutus $\Delta v/\Delta v_0$ teeb rekristallisatsioonipunktides hüppeid. Üheks raskemini kokkusurutavaks tahkeks kehaks on teemand (rõhu suurenemisel 0,1 kuni 10^4 MPa väheneb teemandi maht ainult 1,5%).

Kõigi tahkete kehade isobaariline paisumistegur on positiivne, s. t. temperatuuri tõusmisel tahkete kehade lineaarmõõdud suurenevad. Tahkete kehade paisumise iseloomustamiseks kasutatakse isobaarilise paisumisteguri α kõrval ka nn. lineaarset paisumistegurit:

$$\alpha_l = \frac{1}{l} \left(\frac{\partial l}{\partial T} \right)_p, \quad (5-25)$$

kus l tähistab keha pikkust.

Ilmselt

$$\alpha = 3\alpha_l. \quad (5-26)$$

Tegur α_l sõltub temperatuurist võrdlemisi vähe, mistõttu tehnilistes arvutustes sellega sageli ei arvestata.

Tahkete kehade isohooriline erisoojus on ligilähedaselt arvutatav valemiga (temperatuuril üle 0°C)

$$c_v = 3R, \quad (5-27)$$

kus R — gaasikonstant.

Täpsetes arvutustes tuleb erisoojuse leidmiseks kasutada kas sellekohaseid tabeleid või diagramme.

Isobaarilise ja isohoorilise erisoojuse vaherkord on leitav valemil (2-116) abil. Kuna $\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \alpha$ ja $\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = \kappa$, siis

$$c_p - c_v = -\frac{vT\alpha^2}{\kappa} = -\frac{9vT\alpha^2_l}{\kappa}. \quad (5-28)$$

Tahke keha isobaariline erisoojus ei erine isohoorilisest erisoojusest rohkem kui 3–5%.

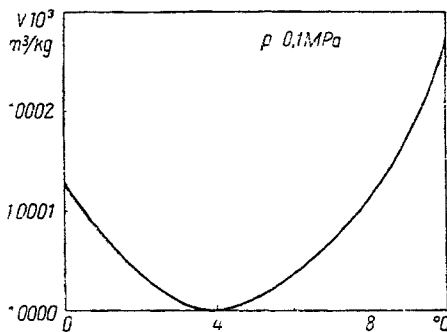
Metallide isobaarilise paisumisteguri ja erisoojuse suhe on ligikaudu konstantne suurus ega sõltu temperatuurist, s. o.

$$\frac{\alpha}{c_p} = \text{konst.} \quad (5-29)$$

5-6. Vedelike termilised ja soojuslikud omadused

Vedelikud, nagu tahked kehadki, on vähe kokkusurutavad (siiski suuremal määral, kui tahked kehad). Tänu väikesele $(\partial v/\partial p)_T$ -le on suuremal osal vedelikel $(\partial p/\partial T)_v$ väärtus küllalt suur, s. t. vedeliku isohoorilisel kuumutamisel esineb märgatav rõhu suurenemine.

Tuntakse vedelikke (näiteks vesi), mille termilised tegurid omavad anomaaliaid. Viimane nähtub jooniselt 5-6, kus on toodud vee erimahu sõltuvus temperatuurist. Selgub, et rõhul 0,1 MPa ja temperatuuril 3,98 °C on vee erimaht minimaalne. Seetõttu vee isobaarilisel kuumutamisel temperatuuri-intervallis 0–3,98 °C vee maht ei suurene, vaid vastupidi, väheneb, s. o. tegur $(\partial v/\partial T)_p < 0$. Miinimumpunktis $(\partial v/\partial T)_p = 0$. Temperatuuril üle 3,98 °C on tuleltis $(\partial v/\partial T)_p$ positiivne, ning temperatuuri tõusmisel vee maht suureneb.



Joonis 5-6. Vee erimahu sõltuvus temperatuurist rõhul 0,1 MPa.

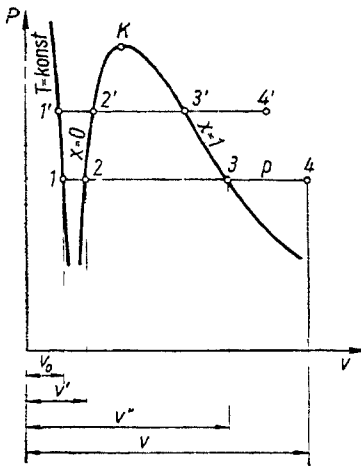
Vedelike erisoojused sõltuvad rõhust vähe. Näiteks temperatuuril 20 °C rõhu suurenemisel 0,1–100 MPa väheneb vee erisoojus ligikaudu 5%. Ligikaudsetes arvutustest võib jätta rõhu mõju vedelike erisoojustele arvestamata.

Sõltuvana termilistest olekuparameetritest võib vedeliku erisoojus c_p temperatuuri tõusmisel kas suureneda või väheneda. Näiteks on vee erisoojus minimaalne 20 °C temperatuuri lähikonnas, küllastuspiirile lähenemisel aga suureneb märgatavalt.

Tänu vedelike väikesele kokkusurutavusele ei ole c_v ja c_p erinevus eriti suur. Temperatuuri tõusmisel vahe ($c_p - c_v$) tavaliselt suureneb. Kuna c_p eksperimentaalne määramine vedelikele on seotud suuremate raskustega kui c_p määramine, siis arvutatakse esimene tavaliselt isobaarilise erisoojuse ja termilise olekuvõrrandi abil. Vee erimahu anomaalipunkti temperatuuril $3,98^\circ\text{C}$, kus $(\partial v / \partial T)_p = 0$, võrrandi (2-116) kohaselt $c_p = c_v$.

5-7. Ainete omadused alumisel ja ülemisel piirkõveral

Jälgime vedeliku isobaarilist aurustumist. Olgu antud 1 kg vedelikku temperatuuril T ja rõhul p . Tähistame vedeliku algmahu v_0 -ga (joonis 5-7).



Joonis 5-7. Vedeliku isobaarilise aurustumise kujutamine p - v -diagrammil.

Vedeliku isobaarilisel kuumutamisel tõuseb temperatuur seni, kuni ta saavutab antud rõhule vastava küllastustemperatuuri t_s (punkt 2). Vedeliku küllastustemperatuur (keemistemperatuur) sõltub rõhust, suurenedes viimase suurenemisega. Küllastustemperatuuril oleva vedeliku edasisel isobaarilisel kuumutamisel tekib aur ning moodustub vedeliku ja auru segu, mida nimetatakse niiskeks küllastunud auruks ehk lihtsalt niiskeks auruks. Vaatamata vedelikuhulga vähenemisele segus jääb niiske auru temperatuur konstantseks (võrdne t_s). Vedeliku aurustumisprotsessi väljendab joonisel 5-7 lõik 2-3. Vedeliku aurustumine kestab seni, kuni segus olev vedelik on täielikult aurustunud. Õeldust järeldub, et vedeliku isobaarilisel aurustumisel langevad piirkõverate vahelises alas isobaar- ja isothermjooned ühte (vt. I ptk.). Vedeliku aurustumisel niiske auru erimaht suureneb. Vahe

($v'' - v'$) väheneb rõhu suurenemisel ning kriitilises punktis võrdub nulliga. Seejuures $[d(v'' - v')/dT]_k = -\infty$. Samuti väheneb rõhu suurenemisel vedeliku aurustumissoojus. Kriitilises punktis $r=0$ ja $(dr/dT)_k = -\infty$. Aine olekut ülemisel piirkõveral nimetatakse kuivaks küllastunud auruks ehk lihtsalt küllastunud auruks.

Aine oleku iseloomustamiseks piirkõverate vahelises alas (niiske aur) kasutatakse auru kuivusaste mõistet. Viimane väljendab küllastunud auru suhtelist hulka niiskes aurus. Tähistades segus oleva küllastunud auru massi M'' ja vedeliku massi M' , siis kuivusaste avaldub järgmiselt:

$$x = \frac{M''}{M' + M''}.$$

Alumisel piirkõveral $x=0$, ülemisel piirkõveral aga $x=1$.

Küllastunud auru isobaarilisel kuumutamisel auru temperatuur tõuseb. Koos temperatuuri tõusuga suureneb auru erimaht. Sellist auru, mille temperatuur on kõrgem antud rõhule vastavast küllastustemperatuurist, nimetatakse ülekuumendatud auruks. Ülekuumendatud auru olekut tähistab p - v -diagrammil (rõhul p) punkt 4 (joonis 5-7).

Küllastustemperatuuril oleva vedeliku (alumise piirkõver) ja kuiva küllastunud auru (ülemine piirkõver) olekut iseloomustavad parameetrid on määratavad ühe olekuparameetri kaudu, millena kasutatakse kas küllastusrõhku või küllastustemperatuuri. Vajadus teise olekuparameetri järele langeb ära, sest piirkõveratel auru kuivusaste $x = konst$. Kasutades eespool sisseviidud tähiseid, siis $p_s = p' = p''$ ja $t_s = t' = t''$. Seega $v' = f_1(p_s)$, $i' = f_2(p_s)$, $s' = f_3(p_s)$, ...; $v'' = F_1(t_s)$, $i'' = F_2(t_s)$, $s'' = F_3(t_s)$, ...; $v'' = \varphi_1(p_s)$, $i'' = \varphi_2(p_s)$, $s'' = \varphi_3(p_s)$, ...; $v'' = \xi_1(t_s)$, $i'' = \xi_2(t_s)$, $s'' = \xi_3(t_s)$, Samuti $p_s = \gamma(t_s)$.

Niiske auru olekut iseloomustavad suurused on määratavad kahe olekuparameetri kaudu. Nendena võib näiteks kasutada meelevaldset paari muutujatest p_s , t_s , v ja x , välja arvatud paar p_s ja t_s , mis ei ole teineteisest sõltumatud. Kõige sagedamini kasutatakse niiske auru oleku määramiseks ühe parameetrina rõhku või temperatuuri ning teise parameetrina auru kuivusastet. Näiteks: $i_\tau = \psi_1(p_s, x)$, $u_x = \psi_2(p_s, x)$, ... ehk $i_x = \delta_1(t_s, x)$, $u_x = \delta_2(t_s, x)$,

Kuna niiske aur koosneb x osast kuivast küllastunud aurust erimahtuga v'' ja $1-x$ osast vedelikust erimahtuga v' , siis niiske auru erimaht

$$v_x = xv'' + (1-x)v' \quad (5-30)$$

ehk

$$v_x = v' + x(v'' - v'). \quad (5-31)$$

Analoogiliselt

$$i_x = i' + x(i'' - i') = i' + rx, \quad (5-32)$$

$$u_x = u' + x(u'' - u'), \quad (5-33)$$

$$s_x = s' + x(s'' - s'). \quad (5-34)$$

Ülekuumendatud auru olekut iseloomustavad suurused on samuti määratavad kahe olekuparameetri kaudu. Kõige sagedamini kasutatakse nende parameetritena rõhku ja temperatuuri.

Niiske auru piirkonnas

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p = 0. \quad (5-35)$$

Niiske auru isobaariline erisoojus $c_p = T(\partial s/\partial T)_p = \infty$.

Nagu näitavad ainete omaduste täpsed uurimised, piirkõvera ületamisel isothermjooned p - v -diagrammil, isobaarjooned v - T -diagrammil ning isohoorjooned p - T -diagrammil omavad murdepunkte (vt. joonis 1-1 jt.). Seetõttu on tuletis $(\partial p/\partial v)_T$ piirkõveratel viimasele lähenemisel ühefaasilisest piirkonnast (vedelik, ülekuumendatud aur) erinev kui lähenemisel aine kahefaasilisest piirkonnast (niiske aur). Esimesel juhul on tuletise $(\partial p/\partial v)_T$ väärtused lõplikud, teisel juhul võrdub ta aga nulliga (valemi (5-35) põhjal). Siit tuleneb, et mõningad ainet iseloomustavad suurused on piirkõvera ületamisel katkevateks funktsioonideks.

Niiske auru soojuslike omaduste iseloomustamiseks kasutatakse niiske auru erisoojuse mõistet. Niiske auru erisoojuseks nimetatakse soojushulka, mis on vajalik anda 1 kg-le niiskele aurule tema temperatuuri tõstmiseks ühe temperatuuriiühiku võrra, ilma et muutuks auru kuivusaste. Vaštavalts sellele

$$c_x = T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_x. \quad (5-36)$$

Tähistame erisoojused alumisel ja ülemisel piirkõveral vastavalt $c' = T(\partial s/\partial T)_{x=0}$ ja $c'' = T(\partial s/\partial T)_{x=1}$. Tuletised $(\partial s/\partial T)_{x=0}$ ja $(\partial s/\partial T)_{x=1}$ sõltuvad ainult temperatuurist. Seetõttu on nad võrdsed ka suurustele ds'/dT ja ds''/dT . Erisoojuse c'' ja c' vahe

$$c'' - c' = T \frac{d}{dT} (s'' - s').$$

Kuna $s'' - s' = r/T$, siis

$$c'' - c' = T \frac{d}{dT} \left(\frac{r}{T}\right) = \frac{dr}{dT} - \frac{r}{T}. \quad (5-37)$$

Viimane valem seob omavahel aine erisoojused ülemisel ja alumisel piirkõveral aurustumissoojuse ja temperatuuri kaudu.

Tuletame valemid c' ja c'' arvutamiseks. Selleks diferentseerime avaldist

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

temperatuuri järgi püsival x väärtusel:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_x = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_x \quad (5-38)$$

$$\text{Kuna } \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{c_p}{T}, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{x=1} = \frac{dp_s}{dT}, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{x=0} = \frac{dp_v}{dT}$$

ja $\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ (valem (2-207)), siis valemist (5-38) järgneb

$$\left. \begin{aligned} c' &= c_p' - T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p' \frac{dp_s}{dT} \\ c'' &= c_p'' - T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p'' \frac{dp_v}{dT} \end{aligned} \right\} \quad (5-39)$$

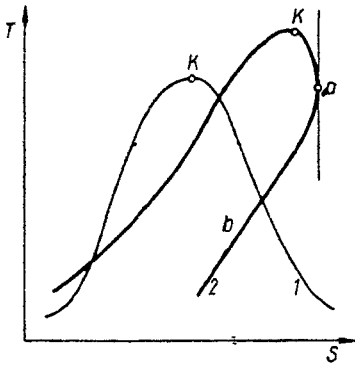
Seejuures tähistavad indeksid ($'$) ja ($''$) seda, et vastavad osatuletised arvutatakse lähenemisel piirkõverale aine ühefaasilisest piirkonnast (vastavalt vedelik ja gaas).

Analoogiliselt esitatuga võib erisoojused c' ja c'' avaldada ka selliselt:

$$\left. \begin{aligned} c' &= c_v' + T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v' \frac{dv'}{dT} \\ c'' &= c_v'' + T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v'' \frac{dv''}{dT} \end{aligned} \right\} \quad (5-40)$$

Kriitilises punktis osatuletis $(\partial p / \partial T_h)_v' = (dp_s / dT_h)$ ja tal on lõplik positiivne väärtus. Kuna $(dv' / dT_h) = +\infty$, siis avaldisest (5-40) järgneb, et $c_h' \rightarrow +\infty$. Tuletis dv'' / dT_h aga võrdub kriitilises punktis $-\infty$ ning $c_h'' \rightarrow -\infty$. Viimasest tulemusest saame, et vedeliku erisoojus on kriitilises punktis võrdne $+\infty$, küllastunud auru erisoojus võrdub aga $-\infty$. Meelevaldse aine küllastunud auru erisoojus on kriitilise punkti lähikonnas negatiivne, s. t. temperatuuri tõusmisel aur ei absorbeeri, vaid eraldab soojust. See on tingitud sellest, et küllastunud auru kuumutamisel ($x=1$ korral) kriitilise punkti ümbruskonnas auru erimaht väheneb, s. o. auru komprimeerimiseks vajalik töö ületab siseenergia juurdekasvu.

Küllastunud auru erisoojuse c'' muutuse iseloomu sõituvalt temperatuurist määrab ülemise piirkõvera kuju aine olekudiagrammil



Joonis 5-8. Erinevate ainete piirkõverate kuju Ts -diagrammil.

(joonis 5-8). Kriitilisest punktist eemaldumisel ($T < T_h$) on küllastunud auru erisoojus negatiivne ja tema absoluutväärtus väheneb. Kui funktsioon $s'' = s(T)$ omab ekstreemumi, siis kohas, kus $(\partial s / \partial T)_{x=1} = 0$, muudab küllastunud auru erisoojus märki. Viimasel juhul on aine ülemisel piirkõveral joonisel 5-8, 2 näidatud kuju. Piirkonnas $K-a$ on erisoojus c'' negatiivne, piirkonnas $a-b$ aga positiivne. Vee puhul (joon 1, $(\partial s / \partial T)_{x=1} < 1$) on küllastunud auru erisoojus kogu ulatuses negatiivne.

Küllastustemperatuuril oleva vedeliku erisoojus c' on alati positiivne.

Erisoojuste c' ja c'' kaudu on arvutatavad küllastunud auru soojuslikud olekuparameetrid s , u ja i .

Entroopia alumisel ja ülemisel piirkõveral avaldub valemitega:

$$\left. \begin{aligned} s' &= \int_{T_0'}^T \frac{c'}{T} dT \\ s'' &= \frac{1}{T} + \int_{T_0'}^T \frac{c'}{T} dT \end{aligned} \right\} \quad (5-41)$$

Lugedes c' ja c'' temperatuurist sõltumatuteks, siis

$$\left. \begin{aligned} s' &= c' \ln \frac{T}{T_0'} \\ s'' &= \frac{r}{T} + c' \ln \frac{T}{T_0'} \end{aligned} \right\} \quad (5-42)$$

kus T_0' on temperatuur aine kolmikpunktis.

Valemid (5-41) (samuti ka (5-42)) on alumise ja ülemise piirkõvera võrranditeks Ts -tasapinnal.

5-8. Veeauru tabelid ja pv-diagramm

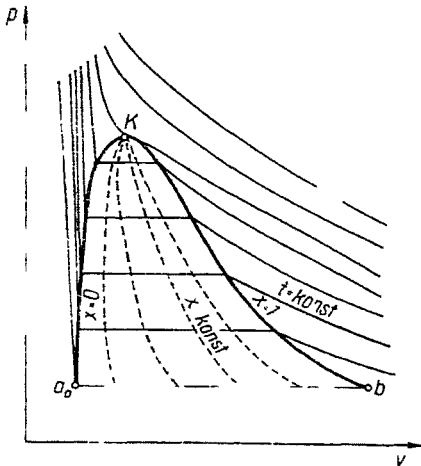
Veeauru olekuparameetritevahelised analüütilised seosed väljenduvad auru keeruka struktuuri tõttu väga keerukate analüütiliste avaldistega.* Seepärast on nende võrrandite kasutamine praktiliste ülesannete lahendamisel seotud mahukate arvutustega.

Tuntakse küllastunud auru ning vee- ja ülekuumendatud auru tabelleid.

Tabel 5-1 Küllastunud veeauru tabeli näide (rõhu jargi)

p MPa	t °C	v' kg/m ³	v'' kg/m ³	i' kJ/kg	i'' kJ/kg	s' kJ/(kg·K)	s'' kJ/(kg·K)
0,001	6,92	0,0010	129,9	29,32	2513	0,1054	8,975
0,1	99,64	0,0010	1,694	417,4	2675	1,3026	7,360
1,0	179,88	0,0011	0,1946	762,7	2778	2,138	6,587
10	310,96	0,0015	0,01803	1407,7	2725	3,360	5,615
20	365,71	0,0020	0,00565	1827	2410	4,015	4,928

Küllastunud veeauru tabelis (tabel 5-1) toodud andmed väljendavad tema olekut alumisel ja ülemisel piirkõveral. Küllastunud veeauru tabelis tuuakse v' , v'' , i' , i'' , s' ja s'' sõltuvus kas küllastusrõhust või küllastustemperatuurist. Peale selle antakse mainitud tabelis veel sõltuvus $t_s = t(p_s)$ või $p_s = p(t_s)$.



Joonis 5-9. Veeauru pv-diagrammi skeem.

* Sama on maksev ka teiste ainete (näiteks lämmastik, hapnik, argoon jt.) kohta küllastunud oleku ümbruskonnas.

Tabel 5-2 Vee ja ülekuumendatud veeauru tabeli näide

t °C	p=0,001 MPa				p=10 MPa				p=50 MPa			
	v m ³ /kg	i kJ/kg	s kJ/(kg·K)	c _p kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	i kJ/kg	s kJ/(kg·K)	c _p kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	i kJ/kg	s kJ/(kg·K)	c _p kJ/(kg·K)
0	0,0010	0	0	—	0,0010	10,2	0,0004	—	0,0010	49,3	0,004	—
100	173,3	2688	9,510	1,89	0,0010	426,5	1,2982	4,19	0,0010	457,1	1,2687	4,12
200	219,8	2880	9,963	1,94	0,0011	856,0	2,314	4,45	0,0011	875,6	2,261	4,28
300	266,2	3077	10,340	2,00	0,0014	1342,2	3,244	5,67	0,0013	1326,0	3,120	4,77
500	359,0	3490	10,958	2,13	0,0328	3372	6,596	2,60	0,0039	2722	5,189	7,24
700	451,9	3931	11,468	2,27	0,0435	3867	7,167	2,44	0,0077	3603	6,235	3,32

Kuna kriitilises punktis $(dp/ds)_{ph} = (dp/ds)_h = 0$, siis

$$\left(\frac{di}{ds}\right)_h = T_h. \quad (5-44)$$

Järelikult, läbi kriitilise punkti piirkõverale joonistatud puutuja kaldenurga tõus peab olema positiivne ja võrduma kriitilise temperatuuriga.

Vastavalt võrrandile (2-190)

$$\left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_p = T. \quad (5-45)$$

Tulemusest nähtub, et entalpia tuletis entroopia järgi püsival rõhul on võrdne absoluutse temperatuuriga. Kuna niiske auru piirkonnas isobaarjooned langevad ühte isotermjoontega, siis vaadeldavas alas kujutavad nii $p = konst.$ kui ka $T = konst.$ jooned sirgjooni. Teatavasti suureneb auru küllastustemperatuur rõhu suurenemisel. Järelikult kasvab rõhu suurenemisel ka isobaarjoonte kaldenurk.

Valemi (2-194) põhjal

$$\left(\frac{\partial^2 i}{\partial s^2}\right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p = \frac{T}{c_p} > 0. \quad (5-46)$$

Seega on isobaarjoonte kaldenurk *is*-diagrammi igas alas positiivne ning isobaarjoontel piirkõveraga lõikumisel murret ei teki.

Avaldame entalpia osatuletise entroopia järgi püsival temperatuuril järgmiselt:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_T = \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T \left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_T. \quad (5-47)$$

Asendades valemi (2-139) põhjal $(\partial i/\partial p)_T = v - T(\partial v/\partial T)_p$ ja arvestades seda, et $(\partial p/\partial s)_T = -(\partial T/\partial v)_p$ (valem (2-180)), saame

$$\left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_T = T - v \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p. \quad (5-48)$$

Kuna osatuletis $(\partial T/\partial v)_p$ muutub piirkõverat läbides hüppeliselt, siis sellest tulenevalt tekib isotermjoontel piirkõveraga lõikumisel murre. Valemis (5-48) esinev liige $(\partial T/\partial v)_p$ temperatuuri tõusmisel väheneb (ideaalsele gaasile $(\partial T/\partial v)_p = 0$) ning $T = konst.$ jooned *is*-diagrammil lähenevad entroopia suurenemisel asümptootiliselt $i = konst.$ sirgetele.

is-diagrammile kantakse ka $v = konst.$ jooned ning niiske auru alasse ka kuivusastme konstantjooned.

Käsitletud *is*-diagramm leiab laialdast rakendamist soojusjõu-seadmete projekteerimisel eelkõige seetõttu, et mainitud diagrammil on otseselt määratav soojusjõumasinas tehtav töö. Kui *Ts*-diagrammil avalduvad soojushulgad pindaladena, siis *is*-diagrammil on isobaarilisest protsessist osavõttev soojushulk leitav vastava sirgloigu Δi pikkusena. *is*-diagramm on otseselt rakendatav ka auru voolamis- ja drosseldusprotsessi analüüsil.

5-11. Vee kuumutamine

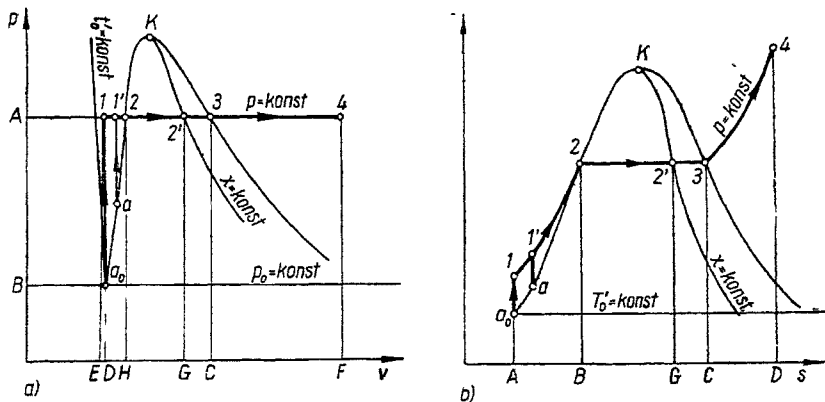
Vee kuumutamise all mõistetakse vee temperatuuri tõstmist algolekust kuni antud rõhule vastava küllastustemperatuurini. Valime vee algolekuks tema oleku kolmikpunktis.

Vett võib kuumutada mitmesuguste termodünaamiliste protsesside vahendusel. Praktikas on kõige sagedasemaks olukord, kus vee rõhk tõstetakse pumbas küllastustemperatuurile vastava rõhuni ning sellele järgnevalt kuumutatakse isobaariliselt keemistempe-ratuurini. Käsitletav juhus on kujutatud *p**v*- ja *Ts*-diagrammidel joonisel 5-12. Joon *a*₀-1 vastab vee isoentropilisele komprimeerimisele pumbas. Pumba poolt tarbitav töö

$$l_p = \int_{p_0'}^{p_1} v dp = i_1 - i_0', \quad (5-49)$$

kus i_1 — vee entalpia pumbast väljumisel.

Pumba poolt tarbitav töö avaldub *p**v*-diagrammil pindalana $\square Ba_0 1AB$. Kuna vee entalpia kolmikpunktis $i_0' = 0$, siis $l_p = i_1$. Vee



Joonis 5-12. Vee ja veeauru oleku muutuse kujutamine *p**v*- ja *Ts*-diagrammil.

väikese kokkusurutavuse tõttu on komprimeerimisjoon a_0-1 p - v -diagrammil ligilähedane vertikaalsele sirgele ning komprimeerimistöö avaldub küllalt täpselt valemiga

$$l_p = v_0'(p_1 - p_0'). \quad (5-50)$$

Komprimeerimisele järgnevat vee isobaarilist kuumutamist kujutab eespool toodud diagrammidel lõik $1-2$. Vee isobaariliseks kuumutamiseks vajalik soojushulk

$$q' = i' - i_1, \quad (5-51)$$

kus i' — küllastuspiiril oleva vee entalpia.

Arvestades seosega (5-50), saame

$$q' = i' - l_p = i' - \int_{p_0'}^{p_1} v dp = i' - v_0'(p_1 - p_0'). \quad (5-52)$$

Sellisel juhul, kui vee algolek on määratud olekuga alumisel piirkõveral (punkt a , $p_a > p_0'$), vee kuumutamiseks vajalik soojushulk

$$q' = i' - v_a(p_1 - p_a). \quad (5-53)$$

Vee kuumutamiseks vajalik soojushulk avaldub T - s -diagrammil pindalana $q' = \square A12BA$.

Kuni rõhuni $p = \frac{1}{3} p_h$ paiknevad vee piirkonnas isobaarjooned p - v -diagrammil üksteisele väga lähedal ning langevad praktiliselt ühte alumise piirkõveraga. Seetõttu osutub pindala $\square a_0 1 2 a_0$ (või $\square a 1' 2 a$) p - v -diagrammil tühiselt väikeseks ning punkt $2 \equiv 1$ (või $2 \equiv 1'$). See võimaldab käsitleda vee kuumutamist selliselt, nagu toimuks see mööda alumist piirkõverat.

Vastavalt termodünaamika esimesele seadusele võime avaldada vee kuumutamiseks vajaliku soojushulga ka selliselt:

$$q' = u' - u_1 + \int_{v_1}^{v'} p dv, = u' - u_1 + p(v' - v_1), \quad (5-54)$$

kus, peale eespool mainitud suuruste, u' tähistab vee siseenergiat alumisel piirkõveral ning u_1 vee siseenergiat punktis 1 .

Vee siseenergia kolmikpunktis $u_0' = i_0' - p_0' v_0'$. Kuna $i_0' = 0$ ja korrutis $p_0' v_0' = 610,8 \cdot 0,0010 \approx 0,61$ J/kg on väga väike suurus, siis võime küllaldase täpsusega lugeda, et $u_0' \approx 0$. Samuti $u_1 \approx 0$. Arvestades eelnevat, saame

$$q' = u' + p(v' - v_1). \quad (5-55)$$

Valemis (5-55) esinev liige $p(v' - v_1)$ väljendab vee paisumisel kuumutamisprotsessis tehtud mehaanilist tööd. Viimane avaldub p - v -diagrammil pindalana $\square E12HE$. Kuni rõhuni $\frac{1}{3} p_k$ vahe $(v' - v_1) \approx 0$. Seetõttu võime ilma suurema veata lugeda, et $q' = u' = i'$.

Vee kuumutamisel mööda alumist piirkõverat on tema poolt tehtud töö pindala $\square a_0 12 a_0$ võrra väiksem tööst, mis esineks vee isobaarilisel kuumutamisel. Sellest tingituna on ka vee isobaariliseks kuumutamiseks vajalik soojushulk suurem soojushulgast, mis kuluks vee kuumutamiseks mööda alumist piirkõverat. Tähendatud erinevus on aga niivõrd väike, et sellele ei ole vaja praktilistes arvutustes tähelepanu pöörata.

5-12. Vee aurustumine

Vee aurustumise all mõistetakse sellist termodünaamilist protsessi, kus küllastustemperatuuril olev vesi muudetakse isobaarilises (isotermilises) kuumutamisprotsessis kuivaks küllastunud auruks. Vee aurustumisprotsess on p - v -diagrammil kujutatav piirkõverate vahelise horisontaalse lõiguna 2-3 (joonis 5-12).

Vee aurustumissoojus avaldub valemi (5-13) kohaselt nii:

$$r = i'' - i' = (u'' - u') + p(v'' - v'). \quad (5-56)$$

Valemi (5-56) võib saada ka otseselt, kui pidada silmas seda, et termodünaamilise keha isobaariliseks kuumutamiseks vajalik soojushulk $q = \Delta i$. Tähistades sisemise aurustumissoojuse $q = u'' - u'$ ja välise aurustumissoojuse $\psi = p(v'' - v')$, saame

$$r = q + \psi. \quad (5-57)$$

Väline aurustumissoojus avaldub p - v -diagrammil pindalana $\square H23CH$ ning T - s -diagrammil on $\square B23CB$ ekvivalentne vee aurustumissoojusega r .

Entroopia juurdekasv vee aurustumisel:

$$\Delta s = s'' - s' = \int_{(2)}^{(3)} \frac{dq}{T} = \frac{r}{T_s}. \quad (5-58)$$

Küllastunud auru entroopia avaldub viimase seose põhjal järgmiselt:

$$s'' = s' + \frac{r}{T_s}. \quad (5-59)$$

Vee osaliseks aurustumiseks (kuivusastmeni $x < 1$) vajalik soojushulk

$$r_x = xr = i_x - i'. \quad (5-60)$$

Analoogiliselt viimasele seosele:

$$\left. \begin{aligned} \Delta u_x &= u_x - u' = xq \\ \Delta s_x &= s_x - s' = \frac{xr}{T_s} \\ l &= p(v_x - v') = x\psi \end{aligned} \right\} \quad (5-61)$$

5-13. Veeauru ülekuumendamine

Auru ülekuumendamist käsitletakse termodünaamikas isobaarilise protsessina. Seega mõistetakse auru ülekuumenemise all auru isobaarilist kuumutamist küllastustemperatuurilt kuni antud temperatuurini ning joonisel 5-12 on see kujutatud lõiguna 3-4. Auru ülekuumendamisel tehtav mehaaniline töö on pv -diagrammil ekvivalentne pindalaga $\square C34FC$ ja selleks vajalik soojushulk q väljendub Ts -diagrammil pindalana $\square C34DC$. Nimetatud soojushulk:

$$q = \int_{T_s}^i c_p dt = i - i'. \quad (5-62)$$

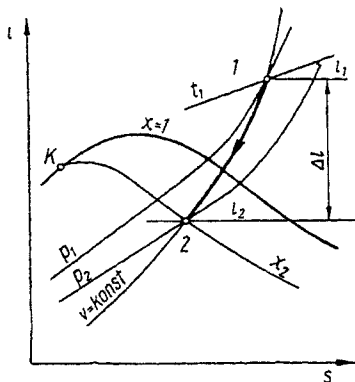
Auru entroopia muutus ülekuumendamisprotsessis

$$\Delta s = s - s'' = \int_{T_s}^T \frac{c_p}{T} dT. \quad (5-63)$$

5-14. Põhiprotsessid veeauruga

Veeauru on võimalik ühest olekust teise viia mitmesuguste termodünaamiliste protsesside vahendusel. Käesolevas piirdume nelja tagastatava põhiprotsessi vaatlusega. Need oleksid isohooriline, isobaariline, isotermiline ja isoentropiline protsess.

Kuna veeaur võib esineda kas ühe- või kahefaasilises olekus, siis vastavalt sellele võivad termodünaamilised protsessid toimuda samuti mitmesugustes veeauru oleku piirkondades: niiske auru piirkonnas, ülekuumendatud auru piirkonnas, üleminekuga niiske auru piirkonnast ülekuumendatud auru piirkonda või vastupidi.



Joonis 5-13. Veeauru isohoorilise jahtumise kujutamine t - s -diagrammil.

Isohooriline protsess. Olgu auru algolek määratud rõhuga p_1 ja temperatuuriga t_1 . Auru algolekut tähistav punkt on auruoleku diagrammil leitav isobaarjoone p_1 ja isotermjoone t_1 lõikepunktina (joonis 5-13). Auru erimahtu võib määrata samalt diagrammilt või p_1 ja t_1 kaudu ülekuumendatud veeauru tabelist. Kui on teada protsessi lõpprõhk p_2 , siis punkti 1 läbiva isohoorjoone lõikumine isobaarjoonega p_2 määrab protsessi lõpp-punkti 2. Rõhu p_2 järgi saame küllastunud veeauru tabelist või olekudiaagrammilt leida auru temperatuuri protsessi lõpus.

Auru kuivusaste protsessi lõpus on avaldatav võrrandist (valem (5-31))

$$v = v_2' + (v_2'' - v_2')x,$$

millest

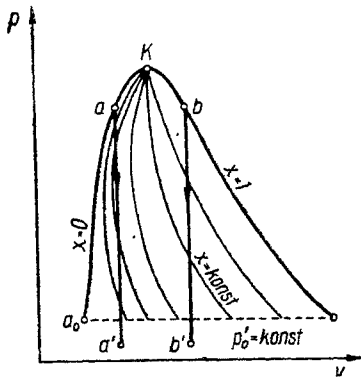
$$x = \frac{v - v_2'}{v_2'' - v_2'}. \quad (5-64)$$

$v = konst.$ protsessis mehaanilist tööd ei tehta, mistõttu protsessist osavõttev soojushulk

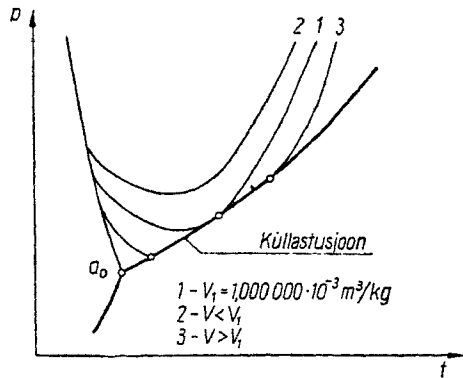
$$q = u_2 - u_1 = (i_2 - i_1) - v(p_2 - p_1). \quad (5-65)$$

Esitame niiske auru piirkonnas toimuva isohoorilise protsessi mõningad iseärasused.

Küllastustemperatuuril oleva vee jahtumisel olekust $v < v_h$ (punkt a joonisel 5-14) tekib niiske aur, mille kuivusaste esialgu suureneb ning seejärel väheneb. Auru kuivusastme suurenemine toimub punktini, kus $(\partial v / \partial T)_x = 0$ ja $(\partial^2 v / \partial T^2)_x < 0$. Temperatuuri langemisel allapoole kolmikpunkti temperatuuri aur desublimeerub ning selle tulemusena moodustub tahke ja gaasilise faasi segu.



Joonis 5-14. Veeauru isohoorilise jahutamise kujutamine p - v -diagrammil.



Joonis 5-15. Vee isohoorjoonte asetus p - t -diagrammil.

Kui aga $v > v_k$ (kuiv küllastunud aur, punkt b), siis süsteemi jahutamisel auru kuivusaste pidevalt väheneb, sest selles piirkonnas $(\partial v / \partial T)_x < 0$.

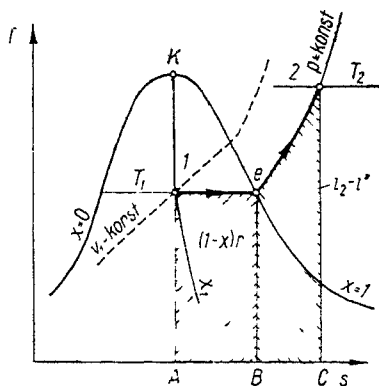
Vee erimaht, sõltuvalt temperatuurist, omab madalatemperatuurilises piirkonnas miinimumi (joonis 5-15). Kui $v \leq 1,000\,000 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$, siis on vee isohoorjoontel p - t -diagrammil miinimum-punkt ($v = 1,000\,000 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ korral puutub küllastuskõverat). Vee isohoorjooned lõikuvad piirkonnas $v = 1,000\,000 \cdot 10^{-3} - 1,000\,132 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ küllastusjoonega kaks korda.

Vee isohoorilisel kuumutamisel alas, kus temperatuur on madalam miinimumpunkti temperatuurist, väheneb süsteemi rõhk kuni punktini $(\partial p / \partial T)_v = 0$. Vee $v = \text{konst.}$ kuumutamisel erimahu vahemikus $1,000\,000 \cdot 10^{-3} - 1,000\,132 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ toimub algul üleminek ühefaasilisest olekust kahefaasilisse olekusse ning sellele järgnevalt ühefaasilisse olekusse tagasi.

Isobaariline protsess. Iseloomustagu auru algolekut rõhk p ja erimaht v_1 . Lõppolek olgu määratud temperatuuriga T_2 (joonis 5-16). Auru algtemperatuur on leitav küllastunud veeauru tabelist või olekudiagrammidelt rõhu p järgi, kuivusaste x aga olekudiagrammidelt rõhu p ja erimahu kaudu või arvatav valemiga

$$x_1 = \frac{v_1 - v_1'}{v_1'' - v_1'} \quad (5-66)$$

Erimaht v_2 on määratav kas ülekuumendatud veeauru tabelist või olekudiagrammidelt rõhu p ja temperatuuri T_2 kaudu.



Joonis 5-16. Veeauru isobaarilise kuumutamise kujutamise Ts -diagrammil.

Protsessist osavõttev soojushulk

$$q = i_2 - i_1. \quad (5-67)$$

Kui protsess toimub kas niiske auru piirkonnas või muudab aur protsessi käigus faasi, siis tuleb valemis (5-67) esinevate entalpiate määramisel kasutada seost (5-32). Joonisel 5-16 esitatud juhul kulub aurule antud soojushulk aurus oleva niiskuse aurustamiseks (q') ja auru ülekuumendamiseks (q''). Vastavalt sellele

$$q' = (1-x)r = (s_1'' - s_1)T_1, \quad (5-68)$$

$$q'' = i_2 - i_1''. \quad (5-69)$$

Soojushulgad q' ja q'' avalduvad Ts -diagrammil vastavalt pindaladena: $q' = \square A1eBA$ ja $q'' = \square Be2CB$.

Isobaarilises protsessis tehtud mehaaniline töö

$$l = p(v_2 - v_1). \quad (5-70)$$

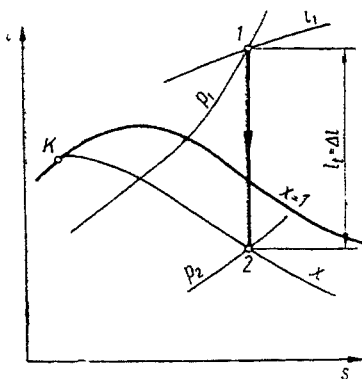
Isotermiline protsess. Auru alg- ja lõpp-parameetrite määramine toimub analoogiliselt eespool vaadeldud juhtudega.

Isotermiline veeauru oleku muutus langeb piirkõverate vahelisel alal ühte isobaarilise protsessiga.

Auru isotermiline paisumine üleminekuga niiske auru piirkonnast ülekuumendatud auru piirkonda on kujutatud Ts -diagrammina joonisel 5-17.

Isotermilisest protsessist osavõttev soojushulk arvutatakse valemiga

$$q = (s_2 - s_1)T. \quad (5-71)$$



Joonis 5-18. Veeauru isoentropilise paisumise kujutamine *is*-diagrammil.

Adiabaatilises paisumisprotsessis tehtud mehaaniline töö

$$l = -\Delta u = u_1 - u_2 \quad (5-78)$$

ja tehniline töö

$$l_t = -\Delta i = i_1 - i_2. \quad (5-79)$$

Joonisel 5-18 kujutatud olukorras

$$l = (i_1 - p_1 v_1) - \{ (i_2' + x_2 r_2) - p_2 [v_2' + (v_2'' - v_2') x_2] \}, \quad (5-80)$$

$$l_t = (i_1 - i_2') - x_2 r_2. \quad (5-81)$$

Tehnilise töö määramiseks on sobiv kasutada *is*-diagrammi.

5-15. Niiske õhu parameetrid

Niiskeks õhuks nimetatakse kuiva õhu (õhk, mis ei sisalda veeauru) ja veeauru segu.

Niiske õhk on gaaside segu erijuhuks. Seda seetõttu, et atmosfäärirõhu piirkonnas võib kuiv õhk esineda ainult gaasilises olekus, vesi aga auru, vedelas või tahkes faasis. Seega on niiske õhk selliseks seguks, kus ainult üks komponentidest võib muuta agregaatolekut.

Vaatleme niiske õhu omadusi atmosfäärirõhu piirkonnas. See võimaldab küllaldase täpsusega käsitleda veeauru tema madala partsiaalrõhu tõttu ideaalse gaasina.

Vastavalt Daltoni seadusele on niiske õhu rõhk võrdne kuiva õhu ja veeauru partsiaalrõhu summaga:

1. Absoluutseks niiskuseks nimetatakse mahuühikus niiskes õhus oleva veeauru massi. Niiske õhu absoluutne niiskus on arvuliselt võrdne õhus leiduva veeauru tihedusega q_a kg/m³ ehk $D=1000 q_a$ g/m³.

2. Relatiivseks ehk suhteliseks niiskuseks nimetatakse niiskes õhus oleva veeauru tiheduse suhet veeauru maksimaalsesse tihedusse segu temperatuuril (vt. joonis 5-19):

$$\varphi = \frac{q_a}{q_{a^0}}. \quad (5-83)$$

Kuna $\frac{q_a}{p_a} = \frac{q_{a^0}}{p_{a^0}}$ (isotermi võrrand), siis

$$\varphi = \frac{p_a}{p_{a^0}}. \quad (5-84)$$

3. Tehniliseks niiskuseks nimetatakse massiühikus kuivas õhus oleva veeauru massi. Tehnilise niiskuse mõõtühikuks on g/kg. Seega

$$d = \frac{D}{q_{\delta}} = 1000 \frac{q_a}{q_{\delta}}. \quad (5-85)$$

4. Niiske õhu küllastusastmeks nimetatakse õhu tehnilise niiskuse suhet võimalikku maksimaalsesse tehnilisse niiskusesse (samal temperatuuril):

$$\psi = \frac{d}{d_{\max}}, \quad (5-86)$$

kus d_{\max} — niiske õhu maksimaalne tehniline niiskus.

Niiske õhu absoluutne, relatiivne ja tehniline niiskus on omavahel seotud suurused.

Veeauru ja kuiva õhu tihedus

$$q_a = \frac{p_a}{R_a T}, \quad q_{\delta} = \frac{p_{\delta}}{R_{\delta} T}.$$

Tehniline niiskus

$$d = 1000 \frac{q_a}{q_{\delta}} = 1000 \frac{R_{\delta}}{R_a} \frac{p_a}{p_{\delta}} = 622 \frac{p_a}{p_{\delta}} \text{ g/kg}, \quad (5-87)$$

kuna $(R_{\delta}/R_a) = 0,622$.

Seejuures tähistavad R_a ja R_{δ} veeauru ja kuiva õhu gaasikons-tanti.

Arvestades seda, et $p_{\delta} = p - p_a$ ja $p_a = \varphi p_a^0$, siis

$$d = 622 \frac{p_a}{p - p_a} = 622 \frac{\varphi p_a^0}{p - \varphi p_a^0}. \quad (5-88)$$

Asendades valemis (5-88) veeauru partsiaalrõhu p_a samale temperatuurile vastava veeauru küllastusrõhuga (joonis 5-19), saame maksimaalse tehnilise niiskuse arvutamiseks järgmise avaldise:

$$d_{\max} = 622 \frac{p_a^0}{p - p_a^0}. \quad (5-89)$$

Valemist (5-89) selgub, et d_{\max} sõltub nii õhu baromeetrisest rõhust kui ka õhu temperatuurist (p_a^0 on funktsioon õhu temperatuurist). Õhu temperatuuri suurenemisel d_{\max} suureneb. Niiske õhu kriitilisel temperatuuril $p = p_a^0$ ning $d_{\max} = \infty$.

Niiske õhu küllastusaste avaldub valemite (5-88) ja (5-89) põhjal selliselt:

$$\psi = \frac{d}{d_{\max}} = \frac{p_a}{p_a^0} \frac{p - p_a^0}{p - p_a}. \quad (5-90)$$

Kuna $(p_a/p_a^0) = \varphi$ (valem (5-84)), siis

$$\psi = \varphi \frac{p - p_a^0}{p - p_a}. \quad (5-91)$$

Kui niiske õhu temperatuur ei ole eriti kõrge, siis on p_a^0 ja p_a õhu baromeetrisel rõhuga võrreldes väikesed ning õhu relatiivse niiskuse võime lugeda ligilähedaselt võrdseks õhu küllastusastmega, s. o. $\varphi \approx \psi$.

Absoluutne niiskus

$$D = 1000 q_a = 1000 \frac{p_a}{R_a T} = 1000 \frac{\varphi p_a^0}{R_a T}. \quad (5-92)$$

Avaldades valemist (5-87) veeauru partsiaalrõhu $p_a = 0,001 dp_{\delta} \times \frac{R_a}{R_{\delta}}$ ning asetades ta avaldisse (5-92), saame

$$D = \frac{dp_{\delta}}{R_{\delta} T} = \frac{p - p_a}{R_{\delta} T} d = \frac{p - \varphi p_a^0}{T} d \text{ g/m}^3. \quad (5-93)$$

5-16. Niiske õhu tihedus, gaasikonstant ja entalpia

Niiske õhu tihedus on võrdne kuiva õhu ja veeauru tiheduse summaga nende komponentide partsiaalrõhkudel ja segu temperatuuril:

$$\rho = \rho_{\delta} + \rho_a \quad (5-94)$$

ehk

$$\rho = \frac{1}{T} \left(\frac{p_{\delta}}{R_{\delta}} + \frac{p_a}{R_a} \right).$$

Kuna $p_{\delta} = p - p_a$, siis

$$\rho = \frac{1}{T} \left(\frac{p - p_a}{R_{\delta}} + \frac{p_a}{R_a} \right) = \frac{1}{T} \left(\frac{p - \varphi p_a^{\circ}}{R_{\delta}} + \frac{\varphi p_a^{\circ}}{R_a} \right). \quad (5-95)$$

Peale mõningaid teisendusi ja arvulisi asendusi:

$$\rho = \frac{1}{T} \left(\frac{p}{287} - 0,00132 \varphi p_a^{\circ} \right) \text{ kg/m}^3. \quad (5-96)$$

Niiske õhu gaasikonstant

$$R = \frac{p}{\rho T} = \frac{p}{\frac{p - p_a}{R_{\delta}} + \frac{p_a}{R_a}} = \frac{p}{\frac{p - \varphi p_a^{\circ}}{R_{\delta}} + \frac{\varphi p_a^{\circ}}{R_a}}. \quad (5-97)$$

Samuti

$$R = \frac{287}{1 - 0,379 \frac{\varphi p_a^{\circ}}{p}} \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}. \quad (5-98)$$

Valemis (5-96) on rõhu mõõtühikuks Pa.

Niiske õhu entalpia arvutatakse 1 kg kuiva ehk $(1 + 10^{-3} d)$ kg niiske õhu kohta ning ta on võrdne kuiva õhu ja veeauru entalpia summaga.

$$I = i_{\delta} + I_a = i_{\delta} + 10^{-3} d i_a, \quad (5-99)$$

kus i_{δ} — kuiva õhu entalpia,

i_a — veeauru entalpia,

I_a — veeauru entalpia massiühiku kuiva õhu kohta.

1 kg kuiva õhu entalpia on ligikaudu võrdne õhu temperatuuriga t (kuiva õhu isobaariline erisoojus $c_p \approx 1 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$), aga

1 kg kuiva küllastunud veeauru entalpia avaldub järgmise empiirilise valemiga:

$$i_a = 2490 + 1,97 t \text{ kJ/kg.} \quad (5-100)$$

Arvestades toodud seoseid, niiske õhu entalpia võrdub:

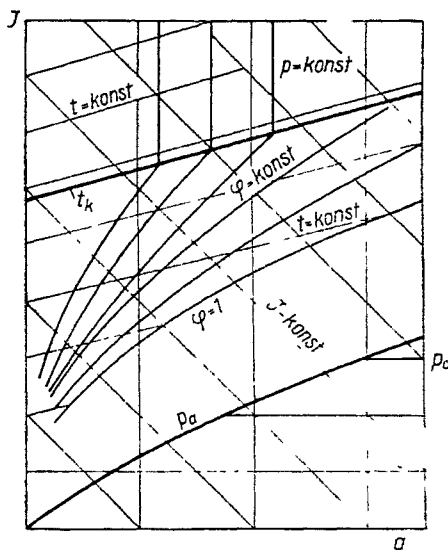
$$I = t + (2,490 + 0,00197 t) d \text{ kJ/kg.} \quad (5-101)$$

Üldisel juhul võib õhk sisaldada niiskust mitte ainult auru, vaid ka veepiiskade ning jää kujul. Sellisel juhul tuleb võrranditesse (5-99) ja (5-101) lisada liikmed, mis arvestavad veeauru kondensatsiooni- ja vee hangumissoojust.

5-17. Niiske õhu I - d -diagramm ja tema rakendamine

Niiske õhu I - d -diagrammi võttis kasutusele *L. Ramzin* 1918. a.

Niiske õhu I - d -diagrammi vertikaalteljele kantakse entalpia I ning abstsissiteljele tehniline niiskus d . Diagrammi välja paremaks kasutamiseks paigutatakse teljed üksteise suhtes nurga all $\frac{3}{4} \pi^*$. Diagramm koostatakse kindlale niiske õhu baromeetrilisele rõhule p .



Joonis 5-20. Niiske õhu I - d -diagrammi skeem.

* Võib kohata ka diagramme, kus telgedevaheline nurk on tähendatust erinev.

Id -diagrammile (joonis 5-20) kantakse järgmised jooned: isoentalpjooned (paiknevad horisontaali suhtes nurga all $\frac{1}{4}\pi$); tehnilise niiskuse konstantjooned (paiknevad vertikaalselt); isothermjooned ja $\varphi = konst.$ jooned. Peale selle kantakse Id -diagrammile sageli veeauru partsiaalarõhu joon, s. o. sõltuvus $p_a = p(d)$.

Punktides, kus $\varphi = konst.$ jooned lõikuvad niiske õhu kriitilise isothermiga, muutuvad nad $d = konst.$ joontega paralleelseks, s. t. õhu relatiivne niiskus ei sõltu enam temperatuurist.

Alljärgnevalt vaatleme Id -diagrammi rakendamist mõningate tehniliste ülesannete lahendamisel.

1. Segu parameetrite määramine. Olgu vaja adiaabaatilistes tingimustes segada kaks erinevate parameetritega niisket õhku. Tähistame segunevate õhkude parameetrid vastavalt I_1, d_1 ja I_2, d_2 ning segu parameetrid I, d . Esimese komponendi kuiva õhu suhteline mass olgu m_1 . Vastavalt püstitatud tingimustele saavad soojuse ja materiaalse bilansi võrrandid kujul:

$$I = m_1 I_1 + (1 - m_1) I_2, \quad (5-102)$$

$$d = m_1 d_1 + (1 - m_1) d_2. \quad (5-103)$$

Võrranditest (5-102) ja (5-103) järgneb, et

$$m_1 = \frac{I - I_2}{I_1 - I_2} = \frac{d - d_2}{d_1 - d_2} \quad (5-104)$$

ehk

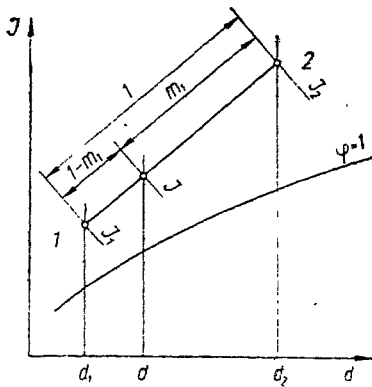
$$\frac{I - I_2}{d - d_2} = \frac{I_1 - I_2}{d_1 - d_2}. \quad (5-105)$$

Tähistagu Id -diagrammil (joonis 5-21) esimese ja teise komponendi olekut punktid 1 ja 2. Võrrandi (5-105) kohaselt peab segu olekut määrav punkt P asetsema punkte 1 ja 2 läbival sirgel, s. o. jaotab sirglõigu 1-2 proportsioonis $m_1/(1 - m_1)$.

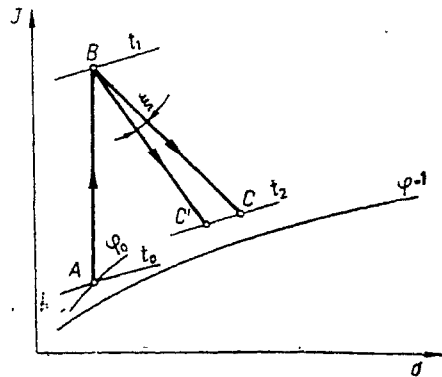
2. Id -diagrammi rakendamine kuivatatusprotsessidele. Kuna niiske õhu kuumutamisel tehniline niiskus ei muutu, on niiske õhu kuumutusprotsess Id -diagrammil kujutatav vertikaalse sirgena. Väljendagu Id -diagrammil tähendatud protsessi joon $A-B$ (joonis 5-22). Niiske õhu kuumutamiseks vajalik soojushulk:

$$q = I_1 - I_0, \quad (5-106)$$

kus I_0, I_1 — kalorifeeri suunduva ja kalorifeerist väljuva õhu entalpia.



Joonis 5-21. Niiske õhu vooluste segunemisprotsessi kujutamine I - d -diagrammil.



Joonis 5-22. Kuivatusprotsessi kujutamine I - d -diagrammil.

Punkti A asukoha määramine võib toimuda kuivatusseadme kalorifeeri suunduva õhu temperatuuri t_0 ja relatiivse niiskuse φ_0 kaudu, kuna aga punkti B asendi määrab kalorifeerist väljuva õhu temperatuur t_1 .

Materjali adiabaatiline kuivamisprotsess, olles isoentalpiliseks protsessiks, väljendub I - d -diagrammil joonena B - C . Kuivamisprotsessi jooksul õhu temperatuur langeb, sest kuivatatavast materjalist niiskuse aurustamiseks on vaja soojust. Punkti C asukoht määratakse kuivatist väljuva õhutemperatuuri t_2 järgi. Kuivatamisel materjalist eraldub niiskuse hulk

$$\Delta d = d_2 - d_1. \quad (5-107)$$

Tegelikes kuivatites esinevate soojuskadude tõttu kulgeb kuivatusprotsessi väljendav joon B - C' madalamal joonest B - C . Nurk ξ sõltub soojuskadude suurusest.

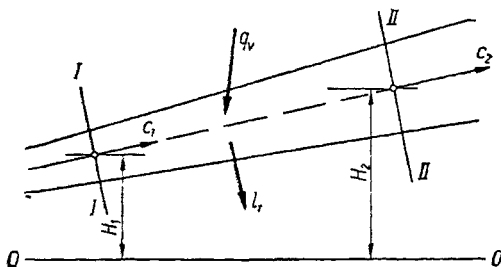
6. Termodünaamilise keha voolamine ja drosseldamine

6-1. Termodünaamilise keha voolamise põhivõrrandid

Eespool (peatükk III) vaatlesime süsteeme, milles termodünaamilise keha kui terviku kineetiline energia võrdus nulliga. Termodünaamika esimest seadust väljendav võrrand (2-17) on üldine ning kehtib ka juhul, kui termodünaamilise keha makrokiirus erineb nullist.

Allpool käsitleme termodünaamika esimese seaduse rakendamist termodünaamilise keha voolusele mittemehaaniliste jõudude puudumisel.

Termodünaamikas käsitletakse keha voolamist sisemiselt tagastatava protsessina, mille juures süsteemi iga makroosa on termodünaamilises tasakaalus ja omab ajas ning ruumis muutuvaid olekuparameetreid. Statsionaarsete voolamisülesannete lahendamise eesmärgiks on termodünaamilise keha kiiruse ja kahe mingisuguse termodünaamilise oleku parameetri määramine ruumikoordinaatide funktsioonina. Kõik ülejäänud liikumist iseloomustavad parameetrid on omakorda määratavad nende kolme suuruse järgi.



Joonis 6-1. Termodünaamilise keha voolamise võrrandite tuletamist selgitav skeem.

Vaatleme ühesuunalist voolamist.

Olgu antud meelevaldselt muutuva ristlõikega kanal (joonis 6-1). Läbigu kanalit termodünaamilise keha voolus. Eraldame kanaliks kaks ristlõiget *I-I* ja *II-II*. Tähistame termodünaamilise keha olekut iseloomustavate parameetrite ristlõikes *I-I* — p_1, v_1, i_1, \dots ja ristlõikes *II-II* — p_2, v_2, i_2, \dots . Olgu termodünaamilise keha voolamiskiirus esimeses ristlõikes c_1 ja teises c_2 . Statsionaarsel voolamisel on ajaühikus kanali ristlõikeid *I-I* ja *II-II* läbiv termodünaamilise keha mass sama ning avaldub valemiga

$$M = \frac{F_1 c_1}{v_1} = \frac{F_2 c_2}{v_2}, \quad (6-1)$$

kus F_1 ja F_2 — kanali ristlõikepinnad kohas *I-I* ja *II-II*.

Rakendades võrrandit (6-1) kanali meelevaldsele ristlõikele, saame

$$M = \frac{Fc}{v} = \rho Fc = \text{konst.} \quad (6-2)$$

Võrrandit (6-2) nimetatakse statsionaarse voolamise pidevuse võrrandiks.

Diferentseerime avaldist (6-2) tingimuse $M = \text{konst.}$ kohaselt:

$$dF = M \frac{v}{c} \left(\frac{dv}{v} - \frac{dc}{c} \right) = F \left(\frac{dv}{v} - \frac{dc}{c} \right) \quad (6-3)$$

ehk

$$\frac{dF}{F} - \frac{dv}{v} + \frac{dc}{c} = 0. \quad (6-4)$$

Viimane võrrand on statsionaarse voolamise pidevuse võrrandi diferentsiaalkuju.

Vooluse energia võrrandi saamiseks avaldame termodünaamilise keha nihkumisel asendist *I-I* asendisse *II-II* tehtava mehaanilise töö järgmisel kujul:

$$l = (\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1) + \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right) + g(H_2 - H_1) + l_t + l_h. \quad (6-5)$$

Võrrandi (6-5) üksikud liikmed omavad järgmisi tähendusi:

$(\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1)$ — keha väljumis- ja sisenemistöö vahe,

$\left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right)$ — keha kineetilise energia muutus,

$g(H_2 - H_1)$ — töö gravitatsioonijõu väljas,

l_t — vooluse tehniline töö,

l_h — hõõrdetöö (töö hõõrdejõudude ületamiseks).

Vooluse tehniline töö on kas positiivne või negatiivne. Positiivse tehnilise töö korral võib paikneda kanalis näiteks turbiin ehk mõni muu temaga sarnanev seade või elektrit juhtiva keha korral võib süsteem väljastada elektrienergiat välisvooluringi jne. Negatiivse töö korral, vastupidi, võib kanalis asetseda kompressori, ventilaaatori jne. rootori.

Asetades valemiga (6-5) määratud töö termodünaamika esimese seaduse võrrandisse $q = \Delta u + l$, saame

$$q = \Delta u + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right) + g(H_2 - H_1) + l_t + l_h =$$

$$= (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) + \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right) + g(H_2 - H_1) + l_t + l_h \quad (6-6)$$

ehk diferentsiaal kujul

$$dq = di + cdc + gdH + dl_t + dl_h, \quad (6-7)$$

kuna $di = du + d(pv) = d(u + pv)$.

Hõõrdetöö l_h muundub täielikult soojuseks. Seetõttu väljendab võrrandites (6-6) ja (6-7) esinev soojus q välissoojuse q_v (termodünaamilise süsteemi ja väliskeskkonna vaheline soojusvahetus) ja hõõrdesoojuse q_h summat:

$$q = q_v + q_h. \quad (6-8)$$

Arvestades seda, et $dl_h = dq_h$, võrrand (6-7) omandab kuju

$$dq_v = di + cdc + gdH + dl_t. \quad (6-9)$$

Võrrandi (6-7) ja (2-132) võrdlemisest järeldub ($-vdp = dq_v + dq_h - di$)

$$-vdp = cdc + gdH + dl_t + dl_h \quad (6-10)$$

ehk

$$cdc = -vdp - gdH - dl_t - dl_h. \quad (6-11)$$

Kui voolus tehnilist (välist) tööd ei tee ($dl_t = 0$) ja kanal paikneb horisontaalselt ($dH = 0$), siis

$$cdc = -vdp - dl_h. \quad (6-12)$$

Gaaside ja aurude voolamisel võrrandi (6-6) liikmega $g(H_2 - H_1)$ ei arvestata, sest tema osatähtsus on väike. Küll aga tuleb seda liiget silmas pidada vedelike voolamisel.

Hõõrdumise puudumisel $dl_t=0$ ning avaldis (6-11) lihtsustub veelgi

$$cdc = -vdp. \quad (6-13)$$

Valemist (6-13) nähtub, et rõhu vähenemisele ($dp < 0$) vastab vooluse kiiruse suurenemine ($dc > 0$) ning rõhu suurenemisele, vastupidi, kiiruse vähenemine.

Võrrandi (6-13) integreerimisel saame:

$$\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad (6-14)$$

ehk

$$c_2 = \sqrt{-2 \int_{p_1}^{p_2} v dp + c_1^2}. \quad (6-15)$$

Valem (6-15) on kehtiv meelevaldsele tagastatavale termodünaamilisele protsessile. Sellest tuleneb, et vooluse kiirus sõltub termodünaamilise keha oleku muutuse iseloomust üleminekul olekust 1 olekusse 2 ning on määratud integraali $-\int_{p_1}^{p_2} v dp$ väärtusega. Viimane sõltub omakorda funktsioonist $v = v(p)$. Keerukamatel juhitudel (näiteks soojusvahetuse korral süsteemi ja väliskeskkonna vahel) on integraali $-\int_{p_1}^{p_2} v dp$ määramiseks sobiv kasutada p - v -diagrammi (joonis 2-5).

Termodünaamilise keha kineetilise energia muutus on ekvivalentne keha poolt tehtava võimaliku tehnilise tööga (valem (6-14)). Seega $dl_t \neq 0$ puhul integraal $-\int_{p_1}^{p_2} v dp$ väljendab termodünaamilise keha poolt tehtava tehnilise töö ja tema kineetilise energia muutuse summat.

Kui $dl_t = 0$ ja $dH = 0$, omandab võrrand (6-9) kuju

$$dq_v = di + cdc. \quad (6-16)$$

Valemist (6-16) näeme, et kehale juurdeantud välissoojus kulub nii keha entalpia kui ka kineetilise energia muutmiseks.

Praktikas on üheks huvipakkuvamaks juhuseks termodünaamilise keha adiabaatiline voolamine (voolava keha ja väliskeskkonna vahel puudub soojusvahetus). Võrrandist (6-16) järeldub, et adiabaatilisel voolamisel ($dl_t = 0$ ja $dH = 0$ korral)

$$cdc = -di \quad (6-17)$$

ehk

$$\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = i_1 - i_2. \quad (6-18)$$

Seega

$$c_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2) + c_1^2}. \quad (6-19)$$

Viimases valemis esinevat suurust $h = i_1 - i_2$ nimetatakse adiabaatiliseks soojuse- ehk entalpia languks. Järelikult

$$c_2 = \sqrt{2h + c_1^2}. \quad (6-20)$$

Valemid (6-17) — (6-20) kehtivad nii tagastatavale kui ka tagastamatule adiabaatilisele voolamisele.

6-2. Helikiirus

Helikiiruseks nimetatakse nõrga rõuhäiringu levikukiirust adiabaatilises keskkonnas.

Helileviku kiiruse arvutamise aluseks on Laplace'i valem

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s},$$

kus $(\partial p / \partial \rho)_s$ tähistab rõhu osatuletist tiheduse järgi nende suuruste isentroopilisel muutusel.

See valem kehtib kõikidele homogeensetele kehadele (gaas, vedelik, tahke keha).

Teatavasti $\rho = \frac{1}{v}$, siis

$$a = \sqrt{-v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s}. \quad (6-21)$$

Kuna termodünaamilise keha erimaht v ja osatuletis $(\partial p / \partial v)_s$ sõltuvad keha olekust, siis järelikult on ka helileviku kiirus funktsioon termodünaamilise keha olekuparameetritest.

Kasutame tähist:

$$k = \left(\frac{\partial i}{\partial u}\right)_s. \quad (6-22)$$

Suurust k nimetatakse adiabaadi astendajaks.* Teatavasti $p = -(\partial u / \partial v)_s$ ja $v = (\partial i / \partial p)_s$ (vt. tabel 2-3), siis

* Ideaalse gaasi korral $k = \frac{c_p}{c_v}$.

$$k = -\frac{v}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s \quad (6-23)$$

ning helileviku kiirus avaldub valemiga

$$a = \sqrt{k p v} \quad (6-24)$$

Ideaalse gaasi korral $p v = R T$ ja

$$a = \sqrt{k R T}. \quad (6-25)$$

Seega ideaalse gaasi helileviku kiirus $a \sim \sqrt{T}$, olles seejuures erinevate gaaside korral erinev (sõltub kR -st). Mõningate gaaside helileviku kiirused on toodud tabelis 6-1.

Tabel 6-1 Mõningate gaaside helileviku kiirused temperatuuril 20 °C

G a a s	a m/s
Vesinik	1305
Heelium	1005
Veeaur	424
Lämmastik	349
Õhk	343
Hapnik	327
Süsihappegaas	269

Termodünaamilise keha kiiruse suhet lokaalsesse helileviku kiirusesse nimetatakse *Machi arv* uks (**M**). Vastavalt öeldule

$$M = \frac{c}{a}. \quad (6-26)$$

Piirkonda $M \leq 1$ nimetatakse alakriitiliseks, piirkonda $M > 1$ aga ülekritiliseks voolamispiirkonnaks.

6-3. Adiabaatilised pidurdusparameetrid

Termodünaamilise keha adiabaatilisel voolamisel kanali meelevaldsete ristlõigete kohta kehtib võrdus (valem (6-18))

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} = i_2 + \frac{c_2^2}{2} = i_3 + \frac{c_3^2}{2} = \dots = i_0. \quad (6-27)$$

Suurust i_0 nimetatakse vooluse adiabaatiliseks pidurdusentalpiaks. Termodünaamilise keha entalpia on võrdne adiabaatilise pidurdusentalpiaga tema kiiruse muutumisel nulliks, s. o. vooluse täielikul adiabaatilisel pidurdumisel.

Kuna ideaalse gaasi entalpia $i=c_p T$, siis võrrandist (6-27) järgneb

$$T + \frac{c^2}{2c_p} = \text{konst.}$$

Adiabaatilise vooluse täielikul pidurdumisel termodünaamilise keha poolt omandatavat temperatuuri T^* nimetatakse a d i a b a a t i l i s e k s pidurdustemperatuuriks. Ilmselt

$$T^* = T + \frac{c^2}{2c_p} = \frac{i_0}{c_p}. \quad (6-28)$$

Avaldades valemis (6-28) oleva erisoojuse c_p suhte $k = \frac{c_p}{c_v}$ kaudu, saame

$$T^* = T + \frac{k-1}{2kR} c^2$$

ehk, arvestades seostega (6-25) ja (6-26),

$$T^* = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right) T. \quad (6-29)$$

Valem (6-29) on olulise tähtsusega suure kiirusega liikuvate gaasivooluste temperatuuride mõõtmisel. Kuna gaasivooluse kiirus temperatuuri mõõteriista tundmikul langeb nullini, näitab mõõteriist praktiliselt pidurdustemperatuuri.

Analoogiliselt adiabaatilise pidurdustemperatuuriga kasutatakse ka adiabaatilise pidurdusrõhu ja pidurdusmahumõisteid. Kuna ideaalse gaasi temperatuur ja rõhk on keha isoentroopilisel olekumuutusel omavahel seotud võrrandiga

$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}$, siis pidurdusrõhk avaldub selliselt:

$$p^* = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} p. \quad (6-30)$$

Adiabaatiline pidurdusmaht

$$v^* = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} v. \quad (6-31)$$

6-4 Termodünaamilise keha voolamine torudes

Termodünaamilise keha voolamise all torus mõistetakse voolamist püsivriistlõikelises kanalis ($F = \text{konst.}$)

Vaatleme rõhku erimahu ja entroopia funktsioonina $p = p(v, s)$, siis

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s dv + \left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_v ds \quad (6-32)$$

ja

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_v = - \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p \quad (6-33)$$

(vt. võrrand (1-86)).

$$\text{Kuna } \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p \text{ ja } \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p = \frac{T}{c_p},$$

siis võrrand (6-32) võtab kuju

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

Asetame leitud $(\partial p/\partial s)_v$ avaldise võrrandisse (6-32):

$$dp = \left[dv - \frac{T}{c_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p ds \right] \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s. \quad (6-34)$$

Teeme võrrandisse (6-33) järgmised asendused: $dv = v(dc/c)$ (võrrand (6-4), $dF=0$) $(\partial p/\partial v)_s = - (a/v)^2$ (valem 6-21)) ja $ds = (dq_v + dq_h)/T$. Sellisel juhul

$$v dp = - \left[\frac{dc}{c} - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \frac{dq_v + dq_h}{c_p} \right] a^2$$

ja võrrand (6-11) omandab kuju ($dH=0$, $dl_h = dq_h$):

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \frac{1}{c_p v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dq_v - \frac{1}{a^2} dl_t - \left[\frac{1}{c_p v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + \frac{1}{a^2} \right] dl_h. \quad (6-35)$$

Arvestades seda, et $\alpha = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ (isobaariline paisumistegur), saame

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \frac{\alpha}{c_p} dq_v - \frac{1}{a^2} dl_t - \left(\frac{\alpha}{c_p} + \frac{1}{a^2} \right) dl_h. \quad (6-36)$$

Saadud avaldis on termodünaamilise keha torudes voolamise põhi võrrandiks.

Analüüsime termodünaamilise keha torudes voolamise põhivõrrandit mõningatel erijuhtudel.

1. Tehnilise töö ja hõõrdumise puudumisel $dl_t = 0$, $dl_h = 0$ ning

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \frac{\alpha}{c_p} dq_v. \quad (6-37)$$

Kuna $c_p > 0$ ning enamikul juhtudel ka $\alpha > 0$ (ideaalsele gaasile $\alpha = \frac{1}{T}$), siis võrrandist (6-37) järeldub, et alakriitilises piirkonnas voolamisel ($M < 1$) soojuse protsessi viimine kiirendab voolust, soojuse eemaldamine aga aeglustab. Helikiirusest väiksemat kiirust omav voolus $\alpha < 0$ korral (vee puhul, kuni temperatuurini 3,98 °C) termodünaamilise keha kiirus soojuse juurdevoolul väheneb.

Voolamisel ülekritiilises piirkonnas ($M > 1$) $q_v > 0$ puhul voolus aeglustub, $q_v < 0$ korral aga kiireneb.

Kirjeldatud nähtusel põhineb soojusdüüsi töötamise põhimõte.

Soojusdüüsi all mõistetakse sellist püsivristlõikelist kanalit, milles vooluse kiirendamine saavutatakse süsteemi ja väliskeskkonnavahelise soojusvahetuse vastava korraldamisega (soojuse juurde- või äravooluga termodünaamilisele kehale). Seni, kuni pole saavutatud helilevikukiirust ($\alpha > 0$ puhul), tuleb vooluse kiirendamiseks termodünaamilisele kehale soojust juurde anda, helileviku kiiruse ületamisel aga soojust eemaldada. Kohta, kus $M = 1$, nimetatakse soojusdüüsi kriitiliseks kohaks.

2. Välise soojusvahetuse ja hõõrdumise puudumisel $dq_v = 0$, $dl_h = 0$ ning

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \frac{dl_t}{a^2}. \quad (6-38)$$

Võrrandist (6-38) selgub, et helikiirusest väiksema kiirusega voolus ($M < 1$) kiireneb ($dc > 0$) tehnilise töö tegemisel, voolusele juurdeantav tehniline töö aga aeglustab teda. Tehnilist tööd tegev voolus, mille Machi arv $M > 1$, aeglustub ($dc < 0$). Kirjeldatud printsiibil töötab mehaaniline düüs. Mehaanilise düüsi all mõistetakse sellist püsivristlõikelist kanalit, milles vooluse kiirendamine toimub kas tehnilise töö suunamisega süsteemi või selle eemaldamisega süsteemist. Vooluse kiirendamiseks kuni helikiiruseni on vaja süsteemist tehnilist tööd eemaldada, helikiiruse ületamisel aga sinna suunata.

3. Välise soojusvahetuse ja tehnilise töö puudumisel (adiabaatiline voolamine) $dq_v = 0$, $dl_t = 0$ ning võrrand (6-36) omandab kuju

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \left(\frac{\alpha}{c_p} + \frac{1}{a^2} \right) dl_h \quad (6-39)$$

Kuna valemis esinev hõõrdetöö on positiivne suurus, siis alakiitiline voolus hõõrdetöö olemasolul alati kiireneb ($\alpha > 0$ korral). Kuna hõõrdetöö muundub täielikult soojuseks, siis vaadeldav juhus on analoogiline eespool vaadeldud juhusega 1.

Kuna süsteemi entroopia suurenemine $ds = (dq_h/T)$, siis võrrandist (6-39) järeldub, et

$$\frac{ds}{dc} = - \frac{M^2 - 1}{\left(\frac{a}{c_p} + \frac{1}{a^2}\right) T c}$$

Tuletise ds/dc märk sõltub vahest $M^2 - 1$. Seni, kuni kiirus c on madalam kohalikust helikiirusest a , on ds/dc positiivne, s. t. termodünaamilise keha entroopia suureneb proportsionaalselt kiiruse kasvuga. Kohas, kus $a = c$, on tuletis ds/dc võrdne nulliga. Edasisel kiiruse suurenemisel ($c > a$) tuletis ds/dc muutub negatiivseks. Vastavalt termodünaamika teisele seadusele ei saa entroopia soojuslikult isoleeritud süsteemis väheneda, millest tulenevalt termodünaamilise keha maksimaalseks võimalikuks kiiruseks torus on helileviku kiirus. Helileviku kiiruse ületamise võimatust termodünaamilise keha adiabaatilisel voolamisel torus tuntakse voolamise kriisina.

Termodünaamilise keha adiabaatilisel voolamisel torus (algkiirus on väiksem a -st) suureneb kiirus seni, kuni keha saavutab helileviku kiiruse. Helileviku kiirus saavutatakse teatud toru pikkusel. Toru pikkust, mille ulatuses termodünaamilise keha kiirus omandab helileviku kiiruse, nimetatakse toru piiriliseks pikkuseks. Toru piiriline pikkus suureneb keha algkiiruse ja hüdrodünaamilise takistuse vähenemisel.

Kui toru pikkus on piirilise pikkusest väiksem, võrdub termodünaamilise keha rõhk toru väljumisavas väliskeskkonna rõhuga ning välisrõhu muutus kutsub esile rõhu ja kiiruse ümberjaotuse toru sees. Piirilise pikkusega toru korral võib keha rõhk väljumisavas olla väliskeskkonna rõhust kõrgem. Sellisel juhul ei avalda välisrõhu vähenemine voolamisprotsessidele torus mingit mõju ega suurenda kiirust väljumisavas.

6-5. Termodünaamilise keha tagastatav voolamine düüsidest (geomeetriline düüs)

Düüsiks (geomeetriline düüs)* nimetatakse muutuva ristlõikega kanalit, mille läbimisel termodünaamilise keha voolus kiireneb. Düüsi ristlõike kuju (kandiline, ümar jne.) ei avalda tema tööle märgatavat mõju. Oluline on ainult düüsi ristlõikepinna suu-

* Edaspidi mõistetakse sõna «düüs» all ainult geomeetrilist düüsi.

rus, mida ei saa kujundada meelevaldselt, vaid peab jälgima kindlat seaduspärasust. Düüsid on gaasi- ja auruturbiinide, reaktiivmootorite, rakettmootorite jt. soojustehniliste seadmete üheks tähtsamaks osaks.

Vaatleme tagastatavat adiabaatilist voolamist düüsis. Lähtume pidevuse võrrandist (6-4). Teeme viimasesse järgmised asendused. Võrrandist (6-13) leiame, et

$$\frac{dc}{c} = -\frac{v}{c^2} dp \quad (6-40)$$

ja võrrandist (6-23) (isoentroopiline voolamine)

$$\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{kp} \quad (6-41)$$

Peale neid asendusi võtab võrrand (6-4) järgmise kuju:

$$\frac{dF}{F} + \frac{dp}{kp} - \frac{v}{c^2} dp = 0$$

ehk

$$\frac{dF}{F} = \frac{kvv - c^2}{kc^2} \frac{dp}{p} \quad (6-42)$$

Võrrandile (6-42) võib anda ka sellise vormi:

$$\frac{dF}{F} = \frac{1}{kp} \left(\frac{1}{M^2} - 1 \right) dp \quad (6-43)$$

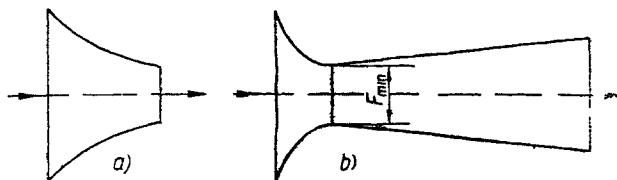
Võrrand (6-43) on tagastatava adiabaatilise voolamise põhivõrrandiks düüsis ja seob omavahel rõhu, kiiruse ja düüsi ristlõike.

Märgime, et rõhu diferentsiaal dp on termodünaamilise keha kiireneval voolamisel negatiivne.

Võrrandi (6-43) analüüsi põhjal võib teha järgmised järeldused.

Esiteks, kui termodünaamilise keha kiirus on helikiirusest väiksem ($M < 1$), on pinnadiferentsiaal dF negatiivne, s. t. düüsi ristlõikepind väheneb vooluse suunas. Teiseks, kui $M > 1$, siis pinnadiferentsiaal on positiivne ning düüsi ristlõikepind suureneb vooluse suunas. Kohas, kus $dF = 0$, on düüsi ristlõikepind minimaalne ning vooluse kiirus võrdub kohaliku helileviku kiirusega. Düüsi ristlõiget, kus keha kiirus võrdsustub kohaliku helileviku kiirusega, nimetatakse düüsi kriitiliseks ristlõikeks ja kõiki vooluse parameetreid selles ristlõikes kriitilisteks parameetriteks.*

* Tagastataval voolamisel düüsi minimaalne ja kriitiline ristlõige ühtivad.

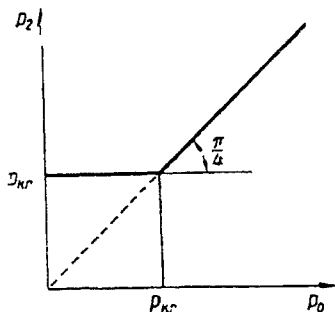


Joonis 6-2. Kitsenev (a) ja Lavali (b) düüs.

Olenevalt olukorrast, leiavad kasutamist kas kitsenevad või laienevad düüsid (joonis 6-2).

Võrrandist (6-43) nähtub, et kitsenevas düüsis ei ole võimalik saavutada kohalikust helileviku kiirusest suuremaid kiirusi. Seejuures võib helikiirus esineda ainult kitseneva düüsi väljumisristlõikes. Toodust järeldub, et termodünaamilise keha voolamisel kitsenevas düüsis eksisteerib kriitiline kiirus c_{kr} , mis on arvuliselt võrdne kohaliku helileviku kiirusega. Kriitiline kiirus on maksimaalseks kiiruseks, mis termodünaamilisel kehal võib antud algpameetritel olla kitseneva düüsi väljumisavas. See on kehtiv igasugusel keha algrõhul — ükskõik kui kõrge algrõhk p_1 väliskeskonna rõhu p_0 suhtes ka ei oleks, termodünaamilise keha maksimaalseks võimalikuks kiiruseks düüsi väljumisavas on ikkagi kriitiline kiirus.

Kui termodünaamiline keha väljub kitsenevast düüsis helileviku kiirusega, siis sõltuvana algrõhust, võib rõhk düüsi väljumisavas olla kas võrdne või kõrgem väliskeskonna rõhust p_0 . $p_1 = p_0$ korral keha kiirus $c_2 = 0$, s. o. voolamist ei toimu. Rõhu p_0 vähenemisel ($p_1 > p_0$) suureneb keha väljumiskiirus düüsis seni, kuni saavutab kriitilise kiiruse. Rõhku düüsi väljavooluavas, mille juures keha saavutab väljumisavas kriitilise kiiruse, nimetatakse



Joonis 6-3. Kitseneva düüsi väljumisavas kujuneva rõhu sõltuvus vasturõhust.

kriitiliseks rõhuks p_{kr} . Edasine rõhu p_0 vähendamine enam väljumiskiirust ei suurenda ning termodünaamilise keha rõhk kitseneva düüsi väljumisavas võrdub kriitilise rõhuga. Seega kriitilisel voolamisrežiimil ei toimu düüsis termodünaamilise keha täielikku paisumist. Rõhu p_2 sõltuvuse iseloom väliskeskkonna rõhust p_0 on graafiliselt kujutatud joonisel 6-3. Väliskeskkonna rõhu muutus voolamisel piirkonnas $p_0 \leq p_{kr}$ ei mõjuta rõhu jt. parameetrite jaotust düüsis.

Laienevates ehk Lavali düüsidest on võimalik saavutada kohalikust helileviku kiirusest suuremaid kiirusi. Nagu nägime, järeldub see võimalus võrrandist (6-43). Kui termodünaamilise keha algkiirus on kohalikust helileviku kiirusest väiksem, siis düüsi kitsenevas osas termodünaamiline keha, analoogiliselt voolamisele kitsenevas düüsis, kiireneb ning saavutab minimaalses ristlõikes helileviku kiiruse. Nagu nähtub võrrandist (6-43), keha kiirenemine laieneva düüsi piires jätkub ka peale minimaalset ristlõiget.

6-6. Termodünaamilise keha kiiruse ja kulu arvutamine tagastataval voolamisel düüsidest

Loeme termodünaamilise keha kiiruse düüsi sisenemisel võrdseks nulliga ($c_1 = 0$). Tähistame keha parameetrid düüsi sisenemisel indeksiga «1» ja düüsi väljumisel indeksiga «2». Vastavalt võrrandile (6-15) avaldub tagastataval voolamisel termodünaamilise keha kiirus düüsi väljumisel valemiga

$$c_2 = \sqrt{-2 \int_{p_1}^{p_2} v dp}. \quad (6-44)$$

Vedelike puhul nende erimaht sõltub vähe rõhust ning ligikaudu $-\int_{p_1}^{p_2} v dp = v(p_1 - p_2)$ ja kiirus düüsi väljumisavas

$$c_2 = \sqrt{2v(p_1 - p_2)}. \quad (6-45)$$

Tagastataval adiabaatilisel voolamisel on düüsi väljuva termodünaamilise keha kiiruse arvutamiseks sobiv kasutada valemit (6-20)

$$c_2 = \sqrt{2h} = \sqrt{2(i_1 - i_2)}. \quad (6-46)$$

Mõõtes kasutatavat isoentroopilist soojuslangu h kJ/kg, siis

$$c_2 = 44,8\sqrt{h} \text{ m/s}. \quad (6-47)$$

Ideaalse gaasi puhul kasutatav isoentroopiline soojuslang on avaldatav tehnilise tööna valemitega (3-46) — (3-49). Seda silmas pidades avaldub ideaalne gaasi väljavoolu kiirus düüsisist järgmiselt:

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}. \quad (6-48)$$

Düüsi väljumisavas esineb võimalik maksimaalne kiirus siis, kui $p_2=0$ (rõhk düüsi väljumisavas). Seega

$$c_{\max} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1}. \quad (6-49)$$

Düüsi läbiva termodünaamilise keha kulu arvutamise aluseks on valem:

$$M = \frac{F_2 c_2}{v_2}. \quad (6-50)$$

Rakendame valemit (6-50) kulu arvutamiseks läbi kitseneva düüsi. Nagu eespool, nii ka antud juhul tähistame indeksiga «1» parameetrid düüsi sisenemisavas ja indeksiga «2» väljumisavas.

Ideaalse gaasi korral

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}} \quad (6-51)$$

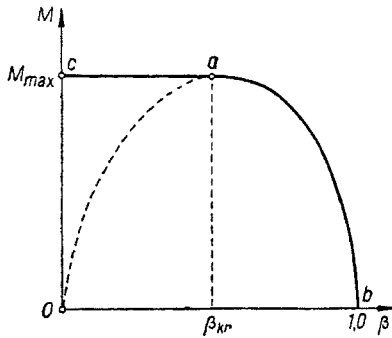
ning

$$\begin{aligned} M &= F_2 \frac{1}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} = \\ &= F_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}. \end{aligned} \quad (6-52)$$

Viimane valem seob omavahel tagastataval adiabaatilisel voolamisel düüsi läbiva ideaalse gaasi kulu düüsi väljumisava ristlõike pinnaga, gaasi parameetritega düüsi ees ja rõhuga p_2 .

Tähistame väliskeskonna (keskkond, kuhu voolab düüsisist termodünaamiline keha) ja düüsi siseneva termodünaamilise keha rõhkude suhte $\beta = (p_0/p_1)$.

Joonisel 6-4 on kujutatud kitsenevat düüsi läbiva termodünaamilise keha kulu sõltuvus suhtest β . $\beta=1$ korral gaasi kulu $M=0$. Nagu näitavad katsed, β vähenemisel hakkab M suurenema ning saavutab teatud β väärtusel maksimumi. Edasisel β vähenemisel jääb kulu konstantseks. Kirjeldatu on kujutatud joonisel täisjoonena $b-a-c$. Joon $0-a-b$ väljendab termodünaamilise keha kulu läbi



Joonis 6-4. Düüsi läb termodünaamilise keha kulu sõltuvus rõhkudes test.

düüsi arvutatuna valemi (6-52) põhjal eeldusel, et rõhk d misavas on võrdne väliskeskonna rõhuga p_0 . Nagu nä $0-a-b$ osa $a-b$ on kooskõlas valemiga (6-52). Seega $\beta \geq \beta_{kr}$ (joon $a-b$) võrdub rõhk düüsi väljumisavas välis rõhuga ning ühtlasi ka $\beta = (p_2/p_1)$. Kui $\beta < \beta_{kr}$, ei ole väliskeskonna rõhu alandamisega düüsi läbivat termod keha kulu suurendada, sest selles voolamise piirkonnas, p_0 väärtusele ($p_0 < p_{kr}$), esineb düüsi väljumisavas alat rõhk ja kriitiline kiirus (joonis 6-3). Seetõttu vahemikus suhe $(p_2/p_1) = (p_0/p_1)$.

Selleks et leida β_{kr} väärtust, diferentseerime avaldi

$$\text{Kuna } F_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1}} = \text{konst.}, \text{ siis}$$

$$\frac{2}{k} \beta^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} \beta^{\frac{1}{k}} = 0.$$

Võrrandi (6-53) lahendamine annab

$$\beta_{kr} = \left(\frac{2}{1+k} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

ehk kriitiline rõhk

$$p_{kr} = p_1 \left(\frac{2}{1+k} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Tulemusest selgub, et kriitiline rõhkude suhe ideaalsel on sõltuv ainult adiabaadi astendaja k väärtusest. Kõrvaliste gaasidele $\beta_{kr} = 0,53$, kolmeaatomilistele gaas $\beta_{kr} = 0,55$.

Arvestades valemiga (6-54), avalduvad ideaalse gaasi voolamise kriitiline erimaht ja temperatuur järgmiselt:

$$v_{kr} = \beta_{kr}^{-\frac{1}{k}} v_1 = \left(\frac{1+k}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} v_1, \quad (6-56)$$

$$T_{kr} = \beta_{kr}^{\frac{k-1}{k}} T_1 = \frac{2}{1+k} T_1. \quad (6-57)$$

Kriitiline kiirus

$$c_{kr} = \sqrt{k p_{kr} v_{kr}} = \sqrt{\frac{2k}{1+k} R T_1}. \quad (6-58)$$

Düüsi läbiv maksimaalne gaasi kulu ($\beta \leq \beta_{kr}$):

$$M_{\max} = F_{kr} \frac{c_{kr}}{v_{kr}} = F_{kr} \left(\frac{2}{1+k} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2k}{1+k} \frac{p_1}{v_1}}. \quad (6-59)$$

Düüside kujundamisel on oluline tähtsus rõhkude suhtel β . Kui $\beta > \beta_{kr}$, tuleb kasutada kitsenevaid düüse. Seejuures ei ületa gaasi kiirus düüsi üheski ristlõikes heli levikukiirust. Kitseneva düüsi väljumisavas esineb $\beta \leq \beta_{kr}$ korral kriitiline kiirus, mis on antud düüsi tüübi puhul maksimaalseks võimalikuks kiiruseks. Suhte β vähenemisel suureneb läbi kitseneva düüsi voolava termodünaamilise keha kulu seni, kuni β saavutab kriitilise väärtuse. Suhte β vähenemisel allapoole kriitilist väärtust kulu ei muutu.

Kui $\beta < \beta_{kr}$, tuleb c_{kr} -st suuremate kiiruste saavutamiseks kasutada laienevaid düüse. Düüsi ristlõikes F_{\min} esinevad sellisel juhul alati kriitilised parameetrid ja kriitiline kiirus. Laieneva düüsi sisenemisavast kuni minimaalse ristlõikeneni keha kiirus suureneb algväärtusest kriitilise kiiruseni. Peale minimaalset ristlõiget ületab kiirus kriitilise kiiruse ning saavutab maksimaalse väärtuse väljumisavas. Termodünaamilise keha kulu voolamisel läbi laieneva düüsi ($\beta < \beta_{kr}$) ei sõltu antud algparameetritel β -st, vaid on määratud igal konkreetsel juhul kriitilise rõhuga.

Järgnevalt esitame düüside põhimõttelise arvutuskeemi termodünaamilise keha tagastataval adiabaatilisel voolamisel.

Düüside arvutamise eesmärgiks on kas düüsi läbiva termodünaamilise keha kulu või düüsi iseloomulike mõõdetate määramine. Vaatleme ideaalse gaasi tagastatavat adiabaatilist voolamist.

Kitsenev düüs, $\beta > \beta_{kr}$. Düüsisist väljuva gaasi kiirus on arvutatav valemiga (6-48), gaasi kulu aga valemiga (6-50) või (6-52). Seejuures $F_{\min} = F_2$. Kui tundmatuks suuruseks on düüsi väljumisava ristlõige, kasutatakse samu seoseid.

Kitsenev düüs, $\beta \leq \beta_{kr}$. Düüsisist väljuva gaasi kiirus ei sõltu β -st, vaid on võrdne kriitilise kiirusega ja arvutatav valemiga (6-58). Gaasi kulu või düüsi väljumisava ristlõikepind on arvutatav valemiga (6-59).

Laienev dүүс, $\beta < \beta_{kr}$. Dүүсist väljuva gaasi kiirus on arvatav valemiga (6-48), gaasi kulu aga kriitiliste parameetrite ja kriitilise ristlõike kaudu valemiga (6-59). Sama valemi kaudu on arvatav ka F_{kr} . Dүүси väljumisava ristlõike määramiseks on sobiv kasutada valemit

$$F_2 = M \frac{v_2}{c_2}. \quad (6-60)$$

Kui gaasi algkiirus c_1 erineb tunduvalt nullist, tuleb viimasega arvestada. Selleks asetame avaldise

$$c_2 = \sqrt{c_1^2 + \frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

valemisse (6-50), millest saame:

$$M = F_2 \sqrt{\frac{c_1^2}{v_1^2} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} + \frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (6-61)$$

Tähistame rõhkude suhte p_0/p_1 , $c_1 \neq 0$ korral β_* -ga. Viimaše leidmiseks diferentseerime avaldist (6-61):

$$\frac{2}{k} \frac{c_1^2}{v_1^2} \beta_*^{\frac{2-k}{k}} + \frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k} \beta_*^{\frac{2-k}{k}} - \frac{1+k}{k} \beta_*^{\frac{1}{k}} \right) = 0. \quad (6-62)$$

Võrrandi (6-62) lahendamine annab:

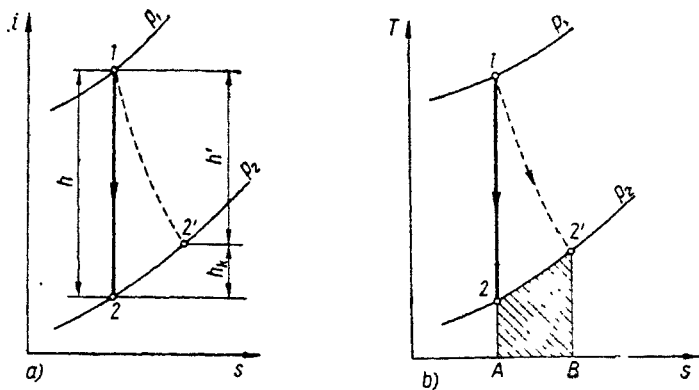
$$\begin{aligned} \beta_{*kr} &= \left(1 + \frac{k-1}{k} \frac{c_1^2}{2p_1 v_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \left(\frac{2}{1+k} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \\ &= \left(1 + \frac{k-1}{k} \frac{c_1^2}{2p_1 v_1} \right) \beta_{kr}. \end{aligned} \quad (6-63)$$

Järelikult,

$$\beta_{*kr} > \beta_{kr}.$$

6-7. Termodünaamilise keha tagastamatu adiabaatiline voolamine dүүсides

Hõõrdumise tõttu ei ole termodünaamilise keha voolamine reaalsetes dүүсides isoentroopiline. Hõõrdejõudude mõjul muundub osa termodünaamilise keha energiast soojuseks ning süsteemi entroopia suureneb $\Delta s = \int_{(1)}^{(2)} dq_h/T$ võrra.



Joonis 6-5. Termodünaamilise keha tagastamatu adiabaatilise voolamise kujutamise *is*- (a) ja *Ts*-diagrammil (b).

Termodünaamilise keha oleku muutus on tagastatava adiabaatilise voolamise korral *is*-diagrammil kujutatav vertikaalsirgenähtena 1-2 (joonis 6-5, a) ning keha väljavoolu kiirus düüsi $c_1 = 0$ korral võrdub $c_2 = \sqrt{2h}$. Tagastamatul adiabaatilisel paisumisel kaldub protsessijoon *is*-diagrammil (joon. 1-2') isoentroobist paremale ning düüsi väljavoolu kiirus $c_2' = \sqrt{2h'}$. Kuna $h' < h$, siis järelikult $c_2' < c_2$. Düüsi väljuva termodünaamilise keha kiiruse erinevust tagastamatul ja tagastataval voolamisel iseloomustatakse kiiruse teguriga $\varphi = (c_2'/c_2)$. Tegur φ sõltub düüsi pinna puhtusest, ristlõike kujust jne. ning asetseb piirides 0,93–0,97.

Kasutades kiiruse teguri mõistet, avaldub tagastamatul adiabaatilisel voolamisel düüsi väljuva termodünaamilise keha kiirus selliselt:

$$c_2' = \varphi c_2 = \varphi \sqrt{2h}. \quad (6-64)$$

Energia kadu voolavuse hõõrdumisel avaldub düüsi väljuva joa kineetilise energia vahena tagastataval ja tagastamatul voolamisel:

$$h_k = i_2' - i_2 = \frac{c_2'^2}{2} - \frac{c_2^2}{2} = (1 - \varphi^2) \frac{c_2^2}{2} = \xi \frac{c_2^2}{2}. \quad (6-65)$$

Seejuures nimetatakse suhet $\xi = \frac{h_k}{h} = 1 - \varphi^2$ kineetilise energia kao teguriks.

Kasutades tegurite φ ja ξ mõisteid, saame avaldada termodünaamilise keha entalpia düüsi väljumisavas järgmiselt:

$$i_2' = i_2 + \xi h = i_2 + (1 - \varphi^2) h. \quad (6-66)$$

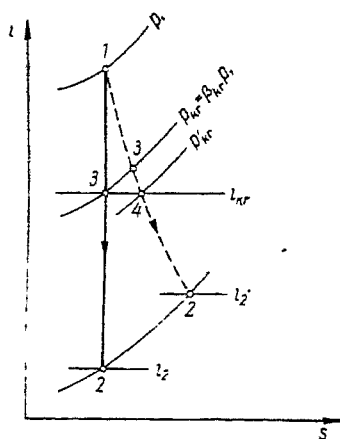
Tagastamatu adiabaatiline voolamine on kujutatud Ts -diagrammil joonisel 6-5, *b*. Nagu is -diagrammilgi väljendab joon 1-2 siin isoentroopilist protsessi ning joon 1-2' tagastamatut adiabaatilist paisumist. Joonisel 6-5, *b* on pindala $\square A12'BA$ ekvivalentne hõõrdesoojusega q_h (tööga hõõrdejõudude ületamiseks), mille võrra suureneb keha siseenergia. Hõõrdesoojus

$$q_h = \int_{(1)}^{(2')} T ds. \quad (6-67)$$

Teiselt poolt on pindala $\square A22'BA$ võrdne kineetilise energia kaoga tagastamatul voolamisel h_k (kuna isobaarjoone ja entroopia-telje vaheline pindala võrdub termodünaamilise keha entalpia muutusega). Pindalade $\square A12'BA$ ja $\square A22'BA$ võrdlus näitab, et $h_k < q_h$. Seetõttu avaldub voolamise tagastamatusest tingitud kineetilise energia kadu pindalana $\square A22'BA$, mis on väiksem hõõrdesoojusest. Seega moodustab kineetilise energia kadu ainult osa hõõrdesoojusest ning joone 1-2' kulg ei oma mingit tähtsust düüsisit väljuva termodünaamilise keha kiiruse arvutamisel (oluline on ainult punkti 2' asukoht).

Vaatleme termodünaamilise keha parameetrite määramise põhi mõttelist skeemi tagastamatul voolamisel Lavali düüsis.

Tähistagu joonisel 6-6 esitatud is -diagrammil punkt 1 termo dünaamilise keha algolekut ning punkt 2 keha lõppolekut isoentropilisel voolamisel düüsis. Tagastamatu voolamisprotsess olgu kujutatud punktiirjoonena 1-2'. Punkti 2' asukoht sõltub kadu suurusest düüsis. Keha kiirus düüsi väljumisavas on arvutatav valemiga (6-64). Ideaalse gaasi korral võib kiiruse c_2 määramiseks kasutada seost (6-48). Selleks et määrata düüsi väljumisava rist lõike pindala F_2 , on vaja teada keha erimahtu punktis 2'. Ideaals



Joonis 6-6. Termodünaamilise keha parameetrite määramise skeem tagastamatul adiabaatilisel voolamisel Lavali düüsis.

gaasi korral on viimane arvutatav Clapeyroni võrrandi põhjal seosega $v_{2'} = (RT_{2'}/p_2)$. Seejuures tuleb lähtuda temperatuuri arvutamisel düüsi väljumisavas energia võrrandist

$$i_2 + \frac{c_2^2}{2} = i_{2'} + \frac{c_2'^2}{2}. \quad (6-68)$$

Kuna ideaalse gaasi korral $i = c_p T$, siis

$$c_p T_2 + \frac{c_2^2}{2} = c_p T_{2'} + \frac{\varphi^2 c_2^2}{2}$$

ehk

$$T_{2'} = T_2 + \frac{(1-\varphi^2)c_2^2}{2c_p} = T_2 + \frac{k-1}{k} \frac{\xi c_2^2}{2R}, \quad (6-69)$$

sest $\xi = 1 - \varphi^2$ ja $c_p = \frac{kR}{k-1}$.

Termodünaamilise keha tagastamatul voolamisel kiirus Lavali düüsi minimaalses ristlõikes või kitseneva düüsi väljumisavas $\beta < \beta_{kr}$ korral ei võrdu lokaalse helileviku kiirusega $c_{kr} = \sqrt{2(i_1 - c_{kr})}$. Vaatamata sellele, et düüsi minimaalses ristlõikes esineb kriitiline rõhk p_{kr} , kuid kiirus on c_{kr} -st väiksem (punkt 3'). Seega termodünaamiline keha ei oma düüsi minimaalses ristlõikes kriitilist kiirust, vaid jätkab paisumist ning saavutab selle alles teatud kaugusel düüsi minimaalsest ristlõikest (punkt 4'). Sellest tulenevana termodünaamilise keha tagastamatul adiabaatilisel voolamisel düüsi minimaalne ristlõige ei ühti düüsi kriitilise ristlõikega, s. o. kohaga, kus esineb lokaalne helileviku kiirus. Düüsi kriitilise ristlõike asukoht sõltub energiakadude suuruselt. Rõhk düüsi kriitilises ristlõikes $p_{kr'} < p_{kr}$.

Ideaalse gaasi voolamisel erimaht punktis 3' on määratav valemiga $v_{3'} = (RT_{3'}/p_{k1})$, kusjuures

$$p_{kr} = \beta_{kr} p_1$$

ja

$$T_{3'} = T_3 + \frac{k-1}{k} \frac{(1-\varphi^2)c_{kr}}{2R}.$$

Düüsi minimaalne ristlõige on määratav valemi järgi $F_{\min} = (Mv_{3'}/\varphi c_{kr})$.

6-8. Auru kiiruse ja kulu arvutamine voolamisel düüsid

Reaalsete gaaside ja aurude voolamise arvutamiseks düüsid on sobiv kasutada *is*-diagrammi. Vaatleme tagastatavat adiabaatilist voolamist. Oletame, et $c_1=0$.

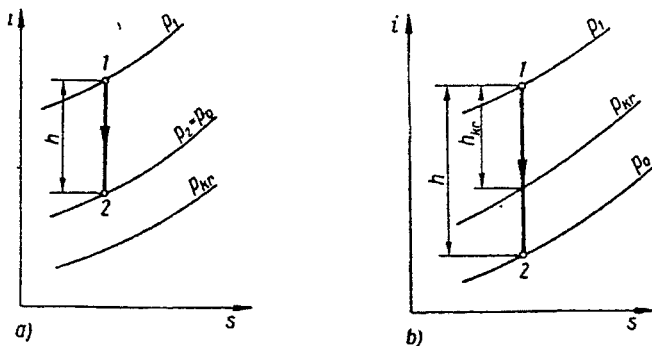
Kitsenev düüs. Tähistagu punkt 1 joonisel 6-7 termodünaamilise keha olekut düüsi sisenemisel. Isobaarjoon p_0 märkigu väliskeskonna rõhku. Isoentroopilist voolamist düüsis kujutab vertikaalne lõik 1-2. Kui $p_0 > p_{kr}$ ($\beta > \beta_{kr}$), on termodünaamilise keha kiirus düüsi väljumisel kriitilisest kiirusest väiksem ning kriitiline isobaarjoon paikneb $p_0 = konst.$ joonest allpool (joonis 6-7, a). Sellisel juhul kiirus düüsi väljumisavas $c_2 = \sqrt{2h}$ ja kulu $M = (F_2 c_2 / v_2)$. Kui $p_0 \leq p_{kr}$ ($\beta \leq \beta_{kr}$), siis termodünaamilise keha kiirus düüsi väljumisel võrdub kriitilise kiirusega ning ta avaldub kriitilise kasutatava isoentroopilise entalpiajangu kaudu valemiga $c_2 = \sqrt{2h_{kr}}$. Termodünaamilise keha kulu aga määratakse valemiga $M = (F_2 c_{kr} / v_{kr})$ (joonis 6-7, b).

Selleks et määrata voolamispiirkonda ja kriitilist rõhku p_{kr} , tuleb võrrelda entalpiajangu h kriitilise entalpiajanguga h_{kr} . Viimane on määratav seose (6-21) järgi valemiga

$$h_{kr} = i_1 - i_{kr} = - \frac{v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s}{2}. \quad (6-70)$$

Valemis esineva tuletise $(\partial p / \partial v)_s$ praktilisel arvutamisel asendatakse diferentsiaalsuurused lõplike vahedega Δp ja Δv , peale mida võrrand (6-70) võtab kuju

$$i_1 - i_{kr} = - \frac{v^2 \left(\frac{\Delta p}{\Delta v} \right)_s}{2}. \quad (6-71)$$



Joonis 6-7. Isoentroopilise (kasutatava) soojuslangu määramine *is*-diagrammil. a — kitsenev düüs $\beta > \beta_{kr}$, b — kitsenev ja Lavali düüs $\beta < \beta_{kr}$.

Seejuures on Δp ja Δv leidmiseks sobiv kasutada olekutabelite minimaalseid intervalle.

Võrrandi (6-71) lahendi leidmiseks on ratsionaalne rakendada graafilist meetodit. Selleks ehitatakse sõltuvused $i_1 - i_{hr} = F_1(p)$ ja $-\frac{v^2(\Delta p/\Delta v)_s}{2} = F_2(p)$. Joontõ lõikepunkt määrab kriitilise rõhu p_{hr} .

Ligikaudseks kriitilise rõhu määramiseks veeauru voolamisel võib kasutada järgmisi β_{hr} väärtusi: ülekuumendatud aur $\beta_{hr} = 0,55$, kuiv küllastunud aur $\beta_{hr} = 0,58$.

Laienev düüs. Laieneva düüsi korral $\beta < \beta_{hr}$. See juhus on kujutatud *is*-diagrammil joonisel 6-7, *b*. Kriitiline kiirus (kiirus düüsi minimaalses ristlõikes) $c_{hr} = \sqrt{2h_{hr}}$ ning kulu $M = (F_{\min} c_{hr} / v_{hr})$ (kui on teada kulu, toimub F_{\min} määramine sama valemiga). Kiirus düüsi väljumisavas $c_2 = \sqrt{2h}$.

Tagastamatul adiabaatilisel voolamisel arvutatakse termodünaamilise keha kiirus ja entalpia düüsi väljumisavas vastavalt valemitega (6-64) ning (6-66). Kui sisenemiskiirus düüsi $c_1 \neq 0$, siis

$$i_2' - i_2 = (1 - \varphi^2) \left(i_1 - i_2 + \frac{c_1^2}{2} \right)$$

ning

$$i_2' = (1 - \varphi^2) i_1 + \varphi^2 i_2 + (1 - \varphi^2) \frac{c_1^2}{2}. \quad (6-72)$$

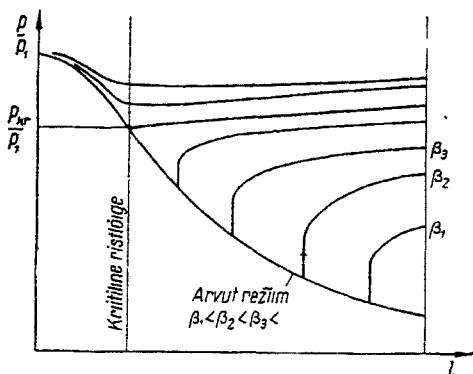
Nagu näitavad katsed, kondenseerub düüsidest voolav niiske aur hiline misega. Seetõttu toimub auru kondenseerumine praktiliselt alati peale düüsi kriitilist ristlõiget, s. o. peale kriitilise kiiruse saavutamist. Sellest tingituna esineb peale düüsi kriitilist ristlõiget rõhu hüpe (nimetatakse ka kondensatsioonihüppeks). Kondensatsioonihüppe korral saab energia võrrand kuju:

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} = i_2 + \frac{c_2^2}{2} - q,$$

kus q tähistab soojust, mis eraldub ülekuüllastunud auru kondenseerumisel.

6-9. Voolamise režiim Lavali düüsidest

Termodünaamilise keha voolamise režiim (rõhk, kiirus) piki Lavali düüsi sõltub oluliselt suhtest p_2/p_1 . Sellist režiimi, kus termodünaamilise keha rõhk düüsi väljumisavas võrdub väliskeskkonna rõhuga, nimetatakse arvutuslikuks režiimiks. Kui vähendada väliskeskkonna rõhku p_0 , võrreldes arvutusliku rõhuga p_2 , siis voola-



Joonis 6-8. Suhte p/p_1 muutus piki Lavali düüsi mitmesugustel β väärtustel ($\beta_1 < \beta_2 < \beta_3 < \dots$).

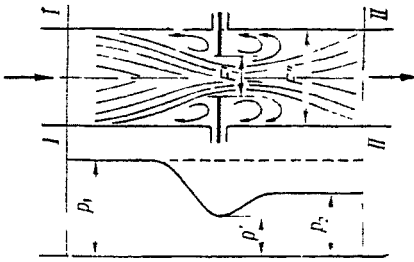
mise režiim Lavali düüsis ei muutu. Rõhk väljumisavas on suurem keskkonna rõhust.

Voolamise režiime, kus väliskeskkonna rõhk ületab arvutusliku rõhku p_2 , nimetatakse mittearvutuslikeks režiimideks.

Tuntakse kahetüübilisi mittearvutuslike režiime (sõltub düüsi laienemisnurgast). Suurte laienemisnurkade korral $\left[> \left(\frac{1}{18} - \frac{2}{18} \right) \pi \right]$ rebib voolus düüsi selles ristlõikes, kus ta saavutab väliskeskkonna rõhu, end seinast lahti ning väljub silindrilise joana. Väikeste laienemisnurkade düüsid voolus end lahti ei rebi, kuid see-eest toimub tiheduse hüpe (termodünaamilise keha tiheduse järsk tõus). Tiheduse hüppele kaasneb järsk rõhu tõus ning kiiruse langus. Peale tiheduse hüpet termodünaamilise keha rõhk piki düüsi suureneb, kusjuures kiirus samaaegselt väheneb (düüsi väljumisavas võrdub rõhk väliskeskkonna rõhuga). Sellisel juhul töötab düüsi laienev osa kui difuusor. Mittearvutusliku voolamise režiim Lavali düüsis mitmetel β väärtustel on kujutatud joonisel 6-8.

6-10. Termodünaamilise keha adiabaatiline drosseldamine

Adiabaatiliseks drosseldamiseks (muljumiseks) nimetatakse termodünaamilise keha tagastamatut üleminekut kõrgemalt rõhult madalamale rõhule soojuslikult isoleeritud tingimustes ilma välistööta. Drosseldamisprotsessi tüüpiliseks näiteks on termodünaamilise keha voolamine läbi kitsenevate kohalike takistuste (joonis 6-9). Rõhu vähenemine $\Delta p = p_1 - p_2$ sõltub takistuse iseloomust, olles üldiselt seda suurem, mida väiksem on suhe F'/F'' . Drosseldamisnähtustega kohtume vedelike ja gaaside kulu reguleerimisel, ventiilide, klappide jne. läbimisel, kulu mõõtmisel, turbiinide reguleerimisel jne.



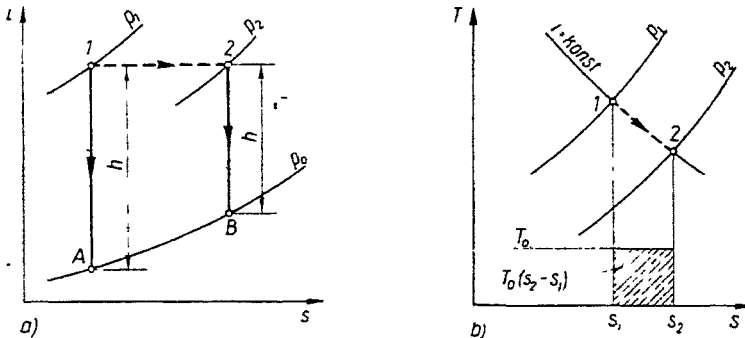
Joonis 6-9. Termodünaamilise keha drosseldusprotsessi skeem.

Kuna termodünaamilise keha adiabaatilisel drosseldamisel tehnilist tööd ei tehta ning väline soojus $q_v=0$, siis järeldub valemist (6-18) $c_1=c_2$ puhul, et

$$i_1=i_2, \quad (6-73)$$

s. t. adiabaatilisel drosseldamisel on termodünaamilise keha entalpia enne ja pärast protsessi sama. Seejuures tähistavad indeksid «1» ja «2» vooluste parameetreid enne ja pärast drosseldamist (ristlõigetes, kus voolus on stabiliseerunud). Kiiruste c_1 ja c_2 võrdsus on praktiliselt alati tagatud. Tingimus $i_1=i_2$ ei tähenda aga seda, et termodünaamilise keha entalpia jääks drosseldamisprotsessis (takistuse piirkonnas) konstantseks. Drosselit läbides keha kineetiline energia suureneb koos samaaegse entalpia vähenemisega. Peale takistuse ületamist proportsionaalselt kineetiline energia vähenemisele keha entalpia taas suureneb.

Lähtudes tingimusest $i_1=i_2$, on termodünaamilise keha drosseldusprotsesside analüüsiks sobiv kasutada is - ja Ts -diagrammi. is -diagrammil paiknevad keha alg- ja lõppolekut iseloomustavad punktid neid ühendaval horisontaalsirgel (joonis 6-10, a).



Joonis 6-10. Termodünaamilise keha drosseldusprotsessi kujutamine is - ja Ts -diagrammil.

Vaadeldes termodünaamilise keha isoentalpiliselt üleminekut olekust 1 olekusse 2 tinglikult tagastatava protsessina, saame vastavalt valemile $Tds = di - vdp$, et

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_i = -\frac{v}{T}. \quad (6-74)$$

Kuna erimaht ja temperatuur on alati positiivsed suurused, järeldub valemist (6-74), et drosseldamisprotsessis rõhu vähenemisel termodünaamilise keha entroopia suureneb.

Termodünaamilise keha poolt tehtav võimalik tehniline töö tema eelneval drosseldamisel ning sellele järgneval isoentroopilisel paisumisel väliskeskonna rõhuni, väheneb ($h' < h$, joonis 6-10, a). Töövõime kadu $\Delta l = T_0(s_2 - s_1)$ (vt. joonis 6-10, b). Seejuures tähistab T_0 väliskeskonna temperatuuri.

6-11. Joule'i-Thomsoni efekt

Termodünaamilise keha temperatuuri muutumist drosseldusprotsessis tuntakse Joule'i-Thomsoni efektina. Viimase isoleerimiseks kasutatakse adiabaatilist drosseldamistegurit ehk diferentsiaal-drosseleefekti:

$$\alpha_1 = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i. \quad (6-75)$$

Termodünaamilise keha drosseldamisel esinev temperatuuri muutus diferentsiaal-drosseleefekti kaudu avaldub:

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_1 dp = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i dp. \quad (6-76)$$

Temperatuuri muutus ΔT termodünaamilise keha drosseldamisel rõhult p_1 rõhule p_2 kannab integraalse drosseleefekti nimetust.

Juhul kui $\alpha_1 = \text{konst.}$, siis

$$\Delta T = \alpha_1(p_2 - p_1).$$

Viimane valem on kasutatav väikeste rõhumuutuste intervallis. Seosest (2-139) järeldub, et

$$\alpha_i = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i = -\frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{c_p}. \quad (6-77)$$

Valemit (6-77) nimetatakse Joule'i-Thomsoni efekti vōrrandiks.

Ideaalse gaasi puhul $(\partial v/\partial T)_p = (R/p)$ ning valemi (6-77) põhjal $\alpha_i = 0$, s. t. ideaalse gaasi adiabaatilisel drosseldamisel temperatuur ei muutu. Seetõttu kehtib ideaalse gaasi korral ka seos $p_1 v_1 = p_2 v_2$ (isotermi vōrrand).

Reaalsete gaaside ja aurude drosseldamisel esinev temperatuuri muutuse suund sõltub valemis (6-77) oleva liikme $[T (\frac{\partial v}{\partial T})_p - v]$ mōrgist. Kuna drosseldamisel alati $dp < 0$, siis

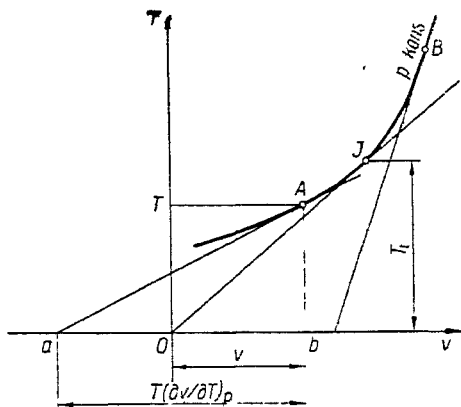
$$dT < 0 \text{ (temperatuur langeb), kui } [T (\frac{\partial v}{\partial T})_p - v] > 0;$$

$$dT > 0 \text{ (temperatuur tõuseb), kui } [T (\frac{\partial v}{\partial T})_p - v] < 0;$$

$$dT = 0 \text{ (temperatuur ei muutu), kui } [T (\frac{\partial v}{\partial T})_p - v] = 0.$$

Temperatuuri, mille puhul termodünaamilise keha temperatuur drosseldamisel ei muutu, nimetatakse inversioonitemperatuuriks ja ta tähistatakse T_i . Inversioonitemperatuur on temperatuuriks, mille juures diferentsiaal-drosselekt muudab märki. Kui drosseldatava keha algtemperatuur on inversioonitemperatuurist kõrgem ($T_1 > T_i$), toimub drosseldusprotsessis temperatuuri tõus ($dT > 0$). Vastasel juhul aga temperatuur langeb.

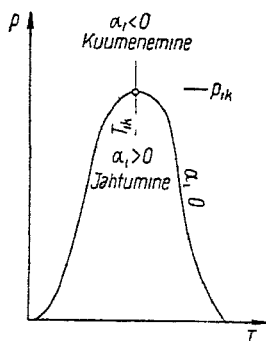
Termodünaamilise keha drosseldamisel esineva temperatuuri muutuse suuna määramiseks on sobiv kasutada Tv -diagrammi (joonis 6-11). Iseloomustagu termodünaamilise keha algolekut Tv -diagrammil punkt A . Joonestame punkti A läbivale isobaarjoonele puutuja. Kuna $\overline{ab} = T(\partial v/\partial T)_p$ ja $\overline{Ob} = v$, siis järelikult



Joonis 6-11. Termodünaamilise keha drosseldusprotsessi analüüs Tv -diagrammil.

diferentsiaal-drossel efekti märk sõltub lõigu $\overline{aO} = \overline{ab} - \overline{Ob} = [T(\partial v/\partial T)_p - v]$ pikkusest. Vaadeldaval juhul $\overline{aO} > 0$, mistõttu keha drosseldamisel temperatuur langeb. Kui aga termodünaamilise keha algolek on määratud punktiga B , esineb tema drosseldamisel temperatuuri tõus, sest $\overline{aO} < 0$. Inversioonitemperatuuri T_i määramiseks tuleb punkti O joonele $p = \text{konst.}$ tõmmata puutuja (punkt J), sest sellisel korral $T(\partial v/\partial T)_p = v$ ehk $\overline{aO} = \overline{Ob}$.

Keha inversioonitemperatuuri sõltuvust rõhust $T_i = T(p)$ nimetatakse inversioonikõveraks (joonis 6-12). Kui termodünaamilise keha algparameetritele vastab inversioonikõvera sise mine ala, esineb drosseldamisel keha temperatuuri alanemine, inversioonikõverat ümbritsevas alas (välimine) aga temperatuuri tõus. Nagu näitavad uurimused (see selgub ka jooniselt 6-12) vastab antud rõhule kaks inversioonitemperatuuri. Üks nendest paikneb vedel-, teine aga aurufaasi piirkonnas. Inversioonikõvera põhjal on võimalik otsustada, millises suunas muutub keha temperatuur tema drosseldamisel.



Joonis 6-12. Inversioonikõver.

Inversioonikõvera maksimumpunkti nimetatakse inversiooni kriitiliseks punktiks. Kui keha algrõhk on kriitilisest inversioonirõhust kõrgem, esineb tema drosseldamisel alati temperatuuri tõus. Inversiooni kriitilise punkti koordinaadid on leitavad tingimusest

$$T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v = 0. \quad (6-78)$$

Diferentseerides võrrandit (6-78) temperatuuri järgi ja vaadeldes temperatuuri funktsioonina rõhust, saame:

$$T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p - \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{ik} = 0.$$

Kuna inversiooni kriitilises punktis $(\partial p/\partial T)_{ik}=0$, siis viimase võrrandi põhjal samal kohal ka $(\partial^2 v/\partial T^2)_p=0$.

Lähtudes termodünaamilise keha termilisest olekuvõrrandist, on inversioonikõver määratav ka analüütiliselt. Kui termodünaamiline keha allub van der Waalsi võrrandile, siis

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p - \frac{a}{v^2} + \frac{2ab}{v^3}}. \quad (6-79)$$

Arendades viimase avaldise $1/v$ astmete järgi ritta ning jättes arvestamata teist ja kõrgemat järku liikmed, saame

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T} \left(1 - \frac{b - \frac{2a}{RT}}{v}\right). \quad (6-80)$$

Asetades võrrandiga (6-80) määratud suuruse $(\partial v/\partial T)_p$ valemisse (6-77), võime kirjutada

$$\alpha_i = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{c_p}. \quad (6-81)$$

Valemi (6-81) analüüs näitab, et α_i märk sõltub vahest $\frac{2a}{RT} - b$. Kui molekulidevahelised tõmbejõud tunduvalt ületavad tõukejõude, siis $b \ll a$ ning $\alpha_i > 0$ (drosseldamisel temperatuur alaneb). Juhul kui $b \gg a$, $\alpha_i < 0$ (drosseldamisel temperatuur tõuseb).

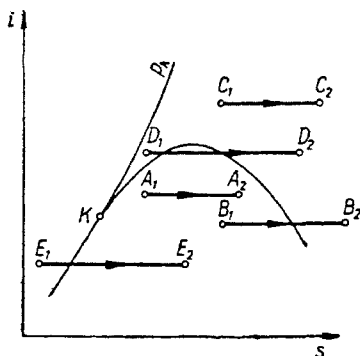
Inversiooni kriitilise punkti koordinaatide leidmiseks diferentseerime avaldist (6-79):

$$\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p = \frac{2aR^2(v-b)^3(v-3b)}{v^4 \left[RT - \frac{2a}{v^3}(v-b)^2\right]^3} = 0.$$

Tingimus $(\partial^2 v/\partial T^2)_p=0$ on täidetud, kui $v_{ik}=3b$, s. t. $v_{ik}=v_k$. Järelikult on inversioonikõvera maksimumpunktis termodünaamilise keha erimaht võrdne kriitilise erimahuga.

Asendades võrrandis (6-79) $v_{ik}=3b$ ja $(\partial v/\partial T)_p$ omakorda avaldises (6-78), saame, et $T_{ik} = \frac{8}{9} \frac{a}{Rb} = 3T_k$. Rõhk p_{ik} on leitav v_{ik} ja T_{ik} asendusega van der Waalsi võrrandisse. Lahendamine annab: $p_{ik} = (a/3b^2) = 9p_k$.

Van der Waalsi gaasi inversioonikõver lõikab temperatuuritelge punktides $6,75 T_k$ ja $0,75 T_k$. Selleks et drosseldamisel toimuks van der Waalsi gaasi jahtumine, peab gaasi algrõhk olema väiksem kui $9 p_k$ ja temperatuur asetsema vahemikus $0,75 T_k - 6,75 T_k$.



Joonis 6-13. Vee ja veeauru drosseldusprotsessi kujutamine i - s -diagrammil.

Reaalsete gaaside ja aurude integraalse drossel efekti leidmiseks on sobiv kasutada kas i - s -, T - s -diagrammi või olekutabeleid.

Praktikas kasutatavates parameetrite piirkondades veeauru drosseldamisel temperatuur väheneb. Niiske auru drosseldamisel suureneb kuivusaste koos temperatuuri alanemisega (joonis 6-13, joon A_1 - A_2) ning auru lõppolek võib üle minna ülekuumendatud auru piirkonda (joon B_1 - B_2). Ülekuumendatud auru drosseldamisel (joon C_1 - C_2) auru ülekuumendatuse aste $\Delta t = t - t''$ tõuseb. Ülekuumendatud veeauru drosseldamisel kriitilise punkti lähikonnas (joon D_1 - D_2) muutub aur algul küllastunuks, seejärel niiskeks ning pärast seda ülekuumendatuks. Vesi võib drosseldamisel ka aurustuda (joon E_1 - E_2).

Termodünaamilise keha jahtumisnähtust adiabaatilisel drosseldamisel kasutatakse madalate temperatuuride saamiseks. Seejuures peavad keha algparameetrid asetsema $\alpha_i > 0$ piirkonnas.

Teiseks tuntumaks madalate temperatuuride saamise võimaluseks on termodünaamilise keha adiabaatilise paisumise kasutamine. Analooiliselt adiabaatilisele drosseldamistegurile α_i võib termodünaamilise keha adiabaatilisel paisumisel esineva jahtumise efekti iseloomustamiseks kasutada adiabaatilist temperatuuri muutuse tegurit $\alpha_s = (\partial T / \partial p)_s$. Valemi (2-148) kohaselt

$$\alpha_s = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{c_p} \quad (6-82)$$

Vahe $\alpha_s - \alpha_i$ valemite (6-77) ja (6-82) alusel avaldub

$$\alpha_s - \alpha_i = \frac{v}{c_p} \quad (6-83)$$

Tulemusest järgneb, et gaas jahtub tugevamalt tagastataval adiabaatilisel paisumisel kui adiabaatilisel drosseldamisel. Seega tagab isoentroopiline paisumine, mil süsteem teeb tööd, termodü-

naamilise keha sügavama jahtumise kui adiabaatilise drosseldamise korral. Kui $c_p \rightarrow \infty$, siis $\alpha_i = \alpha_s$. Seetõttu annab näiteks niiske auru adiabaatiline drosseldamine adiabaatilise paisumisega sama tulemuse. Tagastamatul adiabaatilisel paisumisel on keha temperatuuri alanemine, võrreldes tagastatava paisumisega, väiksem. Tagastamatuse suurenemisel $\alpha_s \rightarrow \alpha_i$.

Tuntakse ka termodünaamilise keha isothermist drosseldamist. See on niisugune protsess, kus soojuse juurde- või äravooluga tagatakse termodünaamilisele kehale sama temperatuur, mis tal oli enne drosseldamist. Isothermilise drosseldusprotsessi iseloomustamiseks kasutatakse nn. isothermist drosselekti $\alpha_T = -(\partial i / \partial p)_T$.

6-12. Termodünaamilise keha adiabaatiline paisumine vaakumi

Termodünaamilise keha adiabaatilise paisumise all vaakumi mõistetakse tema üleminekut soojuslikult isoleeritud tingimustes rõhult p_1 rõhule $p_2 = 0$, tegemata välist tööd.

Võrrandist $dq = du + pdv$ nähtub, et $dq = 0$ ja $p = 0$ korral $du = 0$ ning $u_1 = u_2$. Järelikult, termodünaamilise keha adiabaatilisel paisumisel vaakumi on tema siseenergia protsessi algul ja lõpul sama suur. Võrdsus $u_1 = u_2$, nagu keha adiabaatilisel drosseldamiselgi, ei tähenda seda, et protsessi käigus oleks täidetud tingimus $u = konst$.

Sõltuvalt keha algparameetritest võib temperatuur adiabaatilisel paisumisel vaakumi suureneda või väheneda. Kasutame viimase iseloomustamiseks tegurit:

$$\alpha_u = \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_u. \quad (6-84)$$

Valemi (2-96) põhjal

$$\alpha_u = \frac{p - T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v}{c_v}. \quad (6-85)$$

Integraalne temperatuuriefekt keha erimahu muutusel v_1 -lt v_2 -le avaldub:

$$\Delta T = \int_{v_1}^{v_2} \alpha_u dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{p - T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v}{c_v} dv. \quad (6-86)$$

Ideaalse gaasi korral $T(\partial p / \partial T)_v = p$ ning temperatuuri muutust adiabaatilisel paisumisel vaakumi ei esine.

Paisumisel vaakumi keha entroopia suureneb

$$\Delta s = \int_{v_1}^{v_2} \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_u dv \quad (6-87)$$

võrra.

Seose $Tds = du + pdv$ põhjal $(\partial s / \partial v)_u = (p/T)$ ning

$$\Delta s = \int_{v_1}^{v_2} \frac{p}{T} dv. \quad (6-88)$$

Ideaalse gaasi korral $\frac{p}{T} = \frac{R}{v}$, mistõttu

$$\Delta s = \int_{v_1}^{v_2} R \frac{dv}{v} = R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (6-89)$$

7. Termodünaamilise keha komprimeerimine

7-1. Termodünaamilise keha komprimeerimine üheastmelises kompressoris

Termodünaamilise keha (gaas, aur) kokkusurumiseks (komprimeerimiseks) kasutatavaid masinaid nimetatakse kompressoriteks. Kompressorid on pidevalt töötavateks seadmeteks. Komprimeeritava keha komprimeerimiseks vajalik töö saadakse kompressorit käivitavast jõumasinast.

Kompressorid jagunevad tööprintsibiilt kolme gruppi.

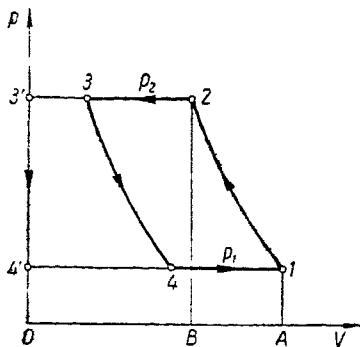
Esimese grupi moodustavad mahtkompressorid. Nendes masinates toimub töö ülekandmine komprimeeritavale kehale otseselt, ilma vahepealsete muundusteta. Mahtkompressorite põhitüüpideks on kolb- ja rotatsioonikompressorid.

Teise grupi moodustavad turbiinkompressorid. Nendes toimub töö ülekandmine komprimeeritavale kehale profiileeritud labadest moodustatud pöörlevas kanalis, nn. töövõres. Vastavalt komprimeeritava keha liikumissuunale jagunevad turbiinkompressorid põhitüüpidelt tsentrifugaal- ja telgkompressoriteks.

Kolmandasse gruppi kuuluvad jugakompressorid. Nendes seadmetes toimub komprimeeritavale kehale välistöö ülekandmine mingi teise keha kineetilise energia vähenemise arvel.

Vaatamata sellele, et üksikute kompressorigruppide tööprintsibiidid üksteisest järsult erinevad, on nendes toimuvad termodünaamilised protsessid vaadeldavad ühtsetena. Kompressormasinate termodünaamilise analüüsi põhieesmärgiks on kompressori poolt tarbitava töö määramine termodünaamilise keha komprimeerimisel algrõhult p_1 lõpprõhule p_2 .

Vaatleme termodünaamilise keha komprimeerimisprotsessi üheastmelises kolbkompressoris.



Joonis 7-1. Üheastmelise kolbkompressori tööprotsessi kujutamine pV -diagrammil.

Üheastmelise kolbkompressori tööprotsessi pV -diagramm on esitatud joonisel 7-1. Joon 1-2 kujutab termodünaamilise keha komprimeerimist algrõhult p_1 lõpprõhuni p_2 . Kui keha saavutab rõhu p_2 , avaneb väljalaskeklapp ning termodünaamiline keha väljub silindrist. Keha silindrist väljumist kujutab joon 2-3, mis algab väljalaske klapi avanemisega (punkt 2) ning lõpeb kolvi ülemises surnud seisus (punkt 3). Silindri ja kolvi vahelist ruumala, viimase asetsemisel surnud seisus nimetatakse kolbkompressori kahjulikuks mahuks (V_3). Kolvi paiknemisel ülemises surnud seisus on kompressori kahjulik maht täidetud termodünaamilise kehaga, millel on komprimeerimise lõpprõhk. Kolvi tagasiliikumisel paisub kahjulikus mahus olev termodünaamiline keha kuni rõhuni p_1 . Punktis 4, kus keha paisumise lõpprõhk võrdub väliskeskkonna rõhuga, avaneb sisselaskeklapp ning silinder täitub komprimeeritava kehaga (joon 4-1). Kolvi jõudmisel alumisse surnud seisule (punkt 1) sulgub sisselaskeklapp ning algab komprimeerimisprotsess. Tegelik komprimeerimisprotsess erineb mõningal määral joonisel 7-1 kujutatust, seda eriti sisse- ja väljalaske kanalite hüdrodünaamilise takistuse tõttu.

Termodünaamilise keha komprimeerimiseks vajalik töö avaldub pV -diagrammil pindalana $\square 12341$. Kahjuliku mahu V_3 suurenemisega kompressori tootlikkus ühe kolvikäigu kohta väheneb ning teatud V_3 väärtusel tekib olukord, kus komprimeerimisjoon 1-2 langeb ühte paisumisjoonega 3-4 või komprimeerimisjoon lõikub paisumisjoonega punktis 1. Selline kompressor ei suuda anda toodangut.

Kompressori tööprotsesside termodünaamilisel analüüsil vaadeldakse komprimeerimisprotsesse, kus kahjulik maht $V_3=0$. Sellise kompressori tööprotsess on pV -diagrammil esitatav kontuurina 123'4'1. Massiühiku termodünaamilise keha tagastatavaks komprimeerimiseks vajalik töö

$$l_t = - \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad (7-1)$$

ehk

$$l_t = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad (7-2)$$

kus $p_1 v_1$ — sisenemistöö,

$p_2 v_2$ — väljumistöö,

$\int_{v_1}^{v_2} p dv$ — mehaaniline töö (komprimeerimistöö, □ A12BA).

$$\text{Ilmselt, } l_t = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \square 123'4'1.$$

Hõõrdumise olemasolul termodünaamilise keha komprimeerimiseks vajalik töö (kompressori käivitamiseks vajalik töö) on hõõrdetöö võrra suurem:

$$l_t' = l_t + l_h = - \int_{p_1}^{p_2} v dp - l_h = - \int_{p_1}^{p_2} v dp - q_h. \quad (7-3)$$

Kui termodünaamilise keha komprimeerimisel toimub väliskeskkonnaga soojusvahetus, siis vastavalt termodünaamika esimesele seadusele, avaldub kompressori käivitamiseks vajalik töö valemiga

$$l_t' = i_1 - i_2' + q', \quad (7-4)$$

kus i_1 tähistab termodünaamilise keha entalpiat komprimeerimisprotsessi algul, i_2' — termodünaamilise keha entalpiat tegeliku komprimeerimisprotsessi lõpul ja q' tegelikust protsessist osavõtvat välissoojust.

Tagastatava protsessi korral

$$l_t = i_1 - i_2 + q_v. \quad (7-5)$$

Valemis (7-5) esinev liige ($i_1 - i_2$) väljendab termodünaamilise keha isoentroopiliseks komprimeerimiseks vajalikku tööd. Kui komprimeerimisprotsessis eemaldatakse termodünaamiliselt kehalt soojushulk q_v (q_v on märgilt negatiivne), väheneb ühtlasi selle soojushulga võrra ka keha komprimeerimiseks tarbitav töö. Piirjuhtudel on soojushulk q_v võrdne nulliga — adiabaatiline komprimeerimine või võrdub maksimaalväärtusega — isotermiline komprimeerimine.

Lahutades võrrandist (7-4) võrrandi (7-5) ning arvestades seost (7-3), saame

$$q' = (q_v - q_h) + (i_2' - i_2). \quad (7-6)$$

Adiabaatilise komprimeerimise korral $q' = q_v = 0$ ja valemist (7-6) järgneb, et

$$q_h = i_2' - i_2. \quad (7-7)$$

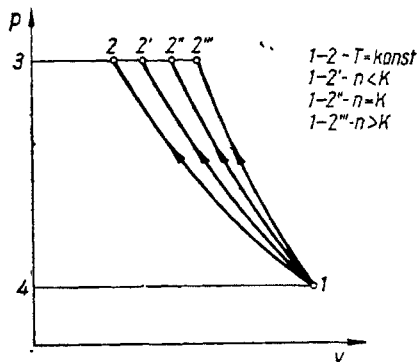
Esitatud valemid (7-1)–(7-7) on üldised ja nad kehtivad kõigi kompressorite kohta, kui keha pidurdusentalpia on tähistatud i -ga. Seda eelkõige seetõttu, et termodünaamilise keha kineetiline energia, nagu komprimeerimiseks vajalik töögi, avalduvad ühtse avaldisena $-\int_{p_1}^{p_2} v dp$.

Allpool analüüsime termodünaamilise keha komprimeerimist üheaastmelises kompressoris.

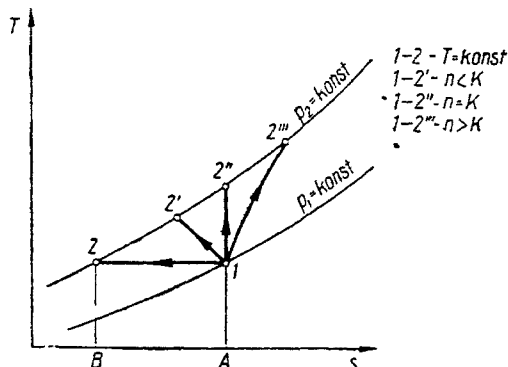
Termodünaamilise keha kiirel komprimeerimisel ei esine märgatavat soojusvahetust väliskeskkonna ja termodünaamilise keha vahel, mistõttu selline komprimeerimine on ideaalsel juhul vaadeldav adiabaatilise protsessina. Reaalsetes tingimustes, kus võib esineda märgatav soojusvahetus termodünaamilise keha ja väliskeskkonna vahel ning hõõrdumine, ei toimu komprimeerimine isoentropiliselt, vaid ta on vaadeldav teatud ligikaudsusega polütroopilise protsessina keskmise astmenäitajatega $n \neq k$. Eeldus, et polütroobi astendaja keha komprimeerimisel ei muutu, on ligikaudne. Tegelikult komprimeerimisprotsessi käigus muutub soojusülekanne intensiivsus ning koos sellega ka astendaja n . Sellisel juhul, kui puudub soojusvahetus keskkonna ja keha vahel, $n > k$.

Kompressori intensiivsel jahutamisel on keha ideaalne komprimeerimine vaadeldav isothermilise protsessina. Reaalsetes tingimustes, kus ei ole võimalik tagada protsessi täielikku isothermilsust ja esineb hõõrdumine, on komprimeerimine käsitletav polütroopilise protsessina astmenäitajaga $n < k$.

Termodünaamilise keha komprimeerimiseks vajalik töö sõltub komprimeerimisprotsessi iseloomust (joonis 7-2 ja 7-3). Toodud



Joonis 7-2. Komprimeerimisprotsesside võrdlus pV-diagrammil.



Joonis 7-3. Komprimeerimisprotsesside võrdlus Ts -diagrammil.

diagrammilt nähtub, et kõige ökonoomsemaks komprimeerimiseks on termodünaamilise keha isothermiline komprimeerimine.

Vastavalt termodünaamika esimesele seadusele avaldub isothermiliseks komprimeerimiseks vajalik töö valemiga

$$l_T = q - \Delta i = T(s_2 - s_1) - (i_2 - i_1), \quad (7-8)$$

kus q — komprimeeritavalt kehalt eemaldatud soojus,

Δi — termodünaamilise keha entalpia suurenemine komprimeerimisel.

Ideaalse gaasi isothermilisel komprimeerimisel $l_i = q$ (valem (3-31)):

$$l_T = -RT \ln \frac{p_2}{p_1} = -p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (7-9)$$

Selleks et realiseerida isothermist komprimeerimist, tuleb komprimeerimisprotsessis termodünaamiliselt kehalt eemaldada soojushulk q , mis Ts -diagrammil on ekvivalentne pindalaga $\square A12BA$.

Termodünaamilise keha isoentroopiliseks komprimeerimiseks vajalik töö

$$l_{ad} = -\Delta i = -(i_2 - i_1) \quad (7-10)$$

ehk ideaalse gaasi isoentroopiliseks komprimeerimiseks tarvitav töö (valem (3-47) ja (3-49))

$$l_{ad} = -\frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = -\frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (7-11)$$

Ideaalse gaasi polütroopiliseks komprimeerimiseks vajalik töö avaldub selliselt (valem (3-59) ja (3-60)):

$$l_{pol} = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (7-12)$$

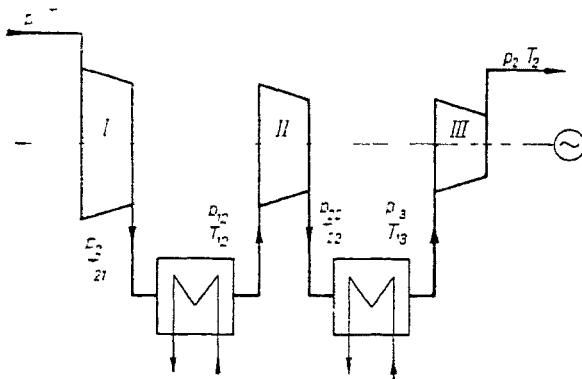
Polütroopilisel komprimeerimisel kehalt eemaldatav soojushulk (valem (3-61) ja (3-59)):

$$q_{pol} = -c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) = \frac{(n-k)RT_1}{(k-1)(n-1)} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (7-13)$$

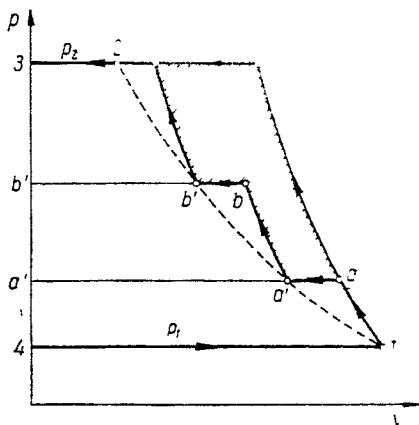
7-2. Termodünaamilise keha komprimeerimine mitmeastmelises kompressoris

Mitmeastmeline kompressor koosneb mitmest järjestikku lülitatud üheastmelisest kompressorist. Neid kasutatakse kõrgete rõhkude saamiseks. Sõltuvalt kompressorit tüübist paikneb termodünaamilise keha jahutaja kas iga astme või astmete grupi järel.

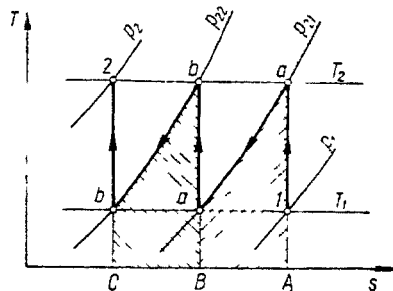
Mitmeastmelise kompressori kasutamine on tingitud järgmistest asjaoludest. Nagu eespool nägime, muutub kolbkompressori tootlikkus alates teatud rõhkude suhtest p_2/p_1 nulliks. Mitmeastmelise kompressori kasutamine vähendab rõhkude suhet üksikutes astmetes, suurendades kompressori mahulist kasutegurit. Kolbkompressori mahulise kasuteguri all mõistetakse suhet $\eta_v = (V_1 - V_4)/(V_1 - V_3)$. Kolbkompressori mahuline kasutegur asub piires $\eta_v = 0,7-0,9$. Üheastmelises tsentrifugaalmasinas tingiks kõrgete rõhkude saamine liialt suurte pöörete kasutamist. Termodünaamilise keha mitmeastmeline komprimeerimine koos vahejahutusega võimaldab komprimeerimist lähendada isotermilisele



Joonis 7-4. Mitmeastmelise kompressorseadme skeem.



Joonis 7-5 Termodünaamilise keha mitmeastmelise komprimeerimise kujutamise p - v -diagrammil.



Joonis 7-6. Termodünaamilise keha mitmeastmelise komprimeerimise kujutamise T - s -diagrammil.

protsessile ning koos sellega vähendada komprimeerimiseks vajalikku tööd.

Mitmeastmelise kompressori skeem koos vahejahutajatega on esitatud joonisel 7-4. Komprimeeritav termodünaamiline keha siseneb parameetritel p_1, v_1 kompressori esimesse astmesse (I), kus tema rõhk tõuseb p_{21} -ni ja temperatuur T_{21} -ni. Kompressori korpuse jahutamise korral on komprimeerimisprotsess väljendatav polütroobina astmenäitajatega $n < k$. Korpuse jahutamise puudumisel aga polütroopilise komprimeerimisena astmenäitajaga $n > k$ ning isentroopilise protsessi puhul $n = k$. Kompressori esimesest astmest suundub termodünaamiline keha vahejahutajasse, kus antakse ära osa soojust. Esimesest vahejahutajast väljuv termodünaamiline keha suundub kompressori teise astmesse (II), siit edasi teise vahejahutajasse jne.

Mitmeastmelise isentroopilise komprimeerimisega kompressori tööprotsessi p - v - ja T - s -diagramm on esitatud vastavalt joonistel 7-5 ja 7-6. Diagrammid on koostatud termodünaamilise keha kolmeastmelisele isentroopilisele komprimeerimisele, kusjuures täiendava lihtsustusena on valitud $T_1 = T_{12} = T_{13}$ ja $T_{21} = T_{22} = T_2$. Joon 1-a kujutab termodünaamilise keha tagastatavat adiabaatilist komprimeerimist kompressori esimeses astmes ja joon a-a' keha isobaarilist jahtumist esimeses vahejahutajas. Kompressori esimeses astmes tarbitav töö avaldub p - v -diagrammil pindalana $\square 41aa''4$. Esimeses vahejahutajas termodünaamiliselt kehalt eemaldatav soojushulk võrdub T - s -diagrammil pindalaga $\square Aaa'BA$. Termodünaamilise keha komprimeerimine kompressori teises ja kolmandas astmes on kujutatud vastavalt joontega a'-b ja b'-2 ning

keha isobaariline jahtumine teises vahejahutajas joonena $b-b'$. Jooned $1-2'$ ja $1-2''$ väljendaksid p - v -diagrammil vastavalt termodünaamilise keha isoentroopilist ja isotermilist komprommeerimist üheastmelises kompressoris algrõhult p_1 lõpprõhuni p_2 . See, et termodünaamilise keha mitmeastmelisel komprimeerimisel (üksikutes astmetes toimub adiabaatiline komprimeerimine) on kompressori poolt tarbitav töö väiksem üheastmelise kompressori poolt isoentroopiliseks komprimeerimiseks vajatavast tööst, selgub otseselt p - v -diagrammilt. Joonisel 7-5 väljendab pindala $\square aa'bb'22'a$ tööd, mida tarbiks üheastmeline kompressor termodünaamilise keha isoentroopilisel komprimeerimisel rohkem kui mitmeastmeline kompressor samal rõhutõusuastmel p_2/p_1 .

Mitmeastmeliste kompressorite kujundamisel on oluline rõhutõusude jaotamine kompressori üksikute astmete vahel. Seda tuleb teha nii, et kompressori poolt tarbitav summaarne töö oleks minimaalne.

Oletame, et mitmeastmelise kompressori üksikutes astmetes toimub polütroopiline komprimeerimine, mida iseloomustab astmenäitaja n (loome astmenäitaja n kõigis astmetes samaks) ja termodünaamilise keha temperatuur peale vahejahutajaid võrdub keha algtemperatuuriga T_1 . Sellisel juhul kompressori poolt tarbitav töö

$$l_k = - \frac{n}{n-1} RT_1 \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{p_{2i}}{p_{1i}} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right], \quad (7-14)$$

kus N tähistab kompressori astmete arvu.

Tähistame $\epsilon = - \frac{n}{n-1} RT_1$, $\delta = \frac{nN}{n-1} RT_1$ ja rõhutõusu astme üksikus kompressori astmes $x_i = \frac{p_{2i}}{p_{1i}}$ (vt. joonis 7-4), siis

$$l_k = \epsilon \sum_{i=1}^N x_i^{\frac{n-1}{n}} + \delta. \quad (7-15)$$

Funktsiooni (7-15) ekstreemumtingimuseks on

$$\sum_{i=1}^N dx_i = 0. \quad (7-16)$$

Ilmselt

$$\prod_{i=1}^N x_i = x_1 x_2 x_3 \dots x_N = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = \text{konst.} \quad (7-17)$$

Diferentseerides avaldist (7-17) ja jagades pärast seda kõiki liikmeid korrutisega $\prod_{i=1}^N x_i$, saame

$$\sum_{i=1}^N \frac{dx_i}{x_i} = 0. \quad (7-18)$$

Korrutame võrrandit (7-18) konstantse kordajaga a ning lahutame temast summa $\sum_{i=1}^N dx_i$ (võrrand (7-16)), siis

$$\sum_{i=1}^N \left(1 - \frac{a}{x_i}\right) dx_i = 0. \quad (7-19)$$

Tingimus (7-19) on rahuldatud ainult siis, kui

$$1 - \frac{a}{x_i} = 0. \quad (7-20)$$

Viimasest tulemusest järeldub, et $a = x_i$, s. t.

$$x_i = \frac{p_{2i}}{p_{1i}} = \sqrt[\frac{N}{n}]{\frac{p_2}{p_1}} = \text{konst.} \quad (7-21)$$

Järelikult, mitmeastmelise kompressori poolt tarbitav töö on minimaalne siis, kui kompressori kõigi astmete rõhutõusu astmed on võrdsed ja võrduvad $x_i = \sqrt[\frac{N}{n}]{p_2/p_1}$. Siit tulenevalt peavad kompressori üksikute astmete poolt tarbitavad tööd olema samuti võrdsed. Arvestades valemit (7-21), avaldub termodünaamilise keha komprimeerimiseks vajalik töö mitmeastmelises kompressoris järgmiselt:

$$l_k = -\frac{n}{n-1} NRT_1 \left[\left(\sqrt[\frac{N}{n}]{\frac{p_2}{p_1}} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (7-22)$$

Termodünaamiliselt kehalt komprimeerimisel eemaldatav soojus (valem (7-13))

$$q = \frac{(n-k)NRT_1}{(k-1)(n-1)} \left[\left(\sqrt[\frac{N}{n}]{\frac{p_2}{p_1}} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (7-23)$$

ning vahejahutajates üleantud soojushulk

$$q_j = c_p (N-1) (T_2 - T_1) = (N-1) \frac{k}{k-1} R T_1 \left[\left(\sqrt{\frac{p_2}{p_1}} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (7-24)$$

Toetudes avaldisele (7-21), termodünaamilise keha rõhk i -nda astme järel

$$p_{2i} = p_1 x^i \quad (7-25)$$

ja erimaht vastava astme ees

$$v_{1i} = v_1 x^{-(i-1)} = \frac{v_1}{\left(\sqrt{\frac{p_2}{p_1}} \right)^{i-1}}. \quad (7-26)$$

7-3. Termodünaamilise keha tagastamatu komprimeerimine

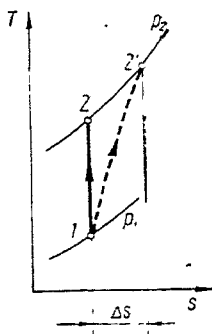
Reaalses kompressoris termodünaamilise keha komprimeerimiseks tarbitav töö erineb tagastatava komprimeerimisprotsessi tööst, mille minimaalne väärtus jahutatavate kompressorite korral võrdub isotermilise komprimeerimistööga ning jahutamata kompressorite puhul — isoentroopilise komprimeerimistööga. Tagastamatu (reaalse) kompressori töö efektiivsust iseloomustatakse kas isotermilise (η_T) või adiabaatilise kasuteguriga (η_{ad}). Seejuures

$$\eta_T = \frac{l_T}{l'} \quad \text{ja} \quad \eta_{ad} = \frac{l_{ad}}{l'}, \quad (7-27)$$

kus l' — termodünaamilise keha reaalseks komprimeerimiseks vajalik töö,

l_T, l_{ad} — termodünaamilise keha isotermiliseks ja isoentroopiliseks komprimeerimiseks vajalik töö (tagastatav protsess).

Isotermilist kasutegurit kasutatakse jahutatavate kompressorite efektiivsuse iseloomustamiseks, adiabaatilise kasuteguriga hinnatakse aga mittejahutatavate kompressorite tööd. Kasutegurite väärtused sõltuvad kompressori tüübist ja võimsusest. Üheaastmelistele kolbkompressoritele $\eta_T = 0,5-0,8$ ja $\eta_{ad} = 0,80-0,85$, üheaastmelistele tsentrifugaalkompressoritele vastavalt $\eta_T = 0,5-0,7$ ja $\eta_{ad} = 0,75-0,80$. Telgkompressorite adiabaatiline kasutegur $\eta_{ad} = 0,80-0,85$.



Joonis 7-7. Termodünaamilise keha tagastamatu adiabaatilise komprimeerimise kujutamine Ts -diagrammil.

Kompressori adiabaatilise kasuteguri määramiseks esitame termodünaamilise keha komprimeerimisprotsessi Ts -diagrammil, nagu see on näidatud joonisel 7-7. Sellel joonisel kujutab joon $1-2'$ termodünaamilise keha tagastamatut adiabaatilist komprimeerimist ning joon $1-2$ isoentropilist komprimeerimist. Seega

$$\left. \begin{aligned} l' &= i_1 - i_{2'} \\ l_{ad} &= i_1 - i_2 \end{aligned} \right\} \quad (7-28)$$

ning

$$\eta_{ad} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_{2'}} = \frac{h}{h'} \quad (7-29)$$

Kuna ideaalse gaasi korral $l' = c_p(T_1 - T_{2'})$ ja $l_{ad} = c_p(T_1 - T_2)$, siis

$$\eta_{ad} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_{2'}} \quad (7-30)$$

Vaatleme termodünaamilise keha komprimeerimisjoont $1-2'$ tinglikult polütroobina astmenäitajaga $n > k$. Sellisel juhul

$$\frac{T_{2'}}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (7-31)$$

Samuti

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (7-32)$$

Arvestades kaht viimast seost, adiabaatiline kasutegur

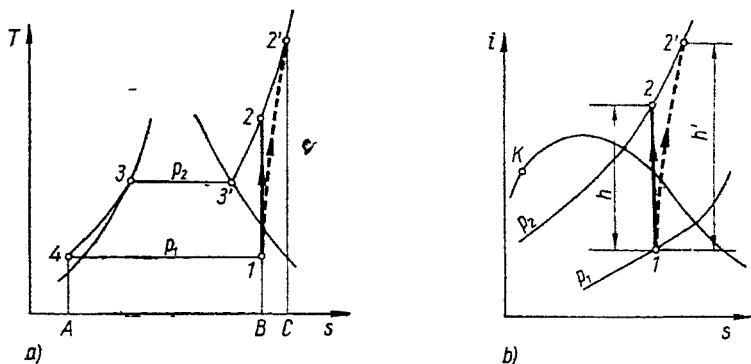
$$\eta_{ad} = \frac{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1}. \quad (7-33)$$

Termodünaamilise keha komprimeerimiseks vajalik töö

$$l' = \frac{l_{ad}}{\eta_{ad}} = -\frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (7-34)$$

7-4. Aurude komprimeerimine

Aurude komprimeerimisprotsessi arvutused tehakse kas olekudiagrammide või siis reaalsete gaaside olekuvõrrandite põhjal. Oma keeruka kuju tõttu rakendatakse viimaseid olekudiagrammidest harvemini.



Joonis 7-8. Auru komprimeerimise kujutamine Ts - ja is -diagrammil.

Tagastatav adiabaatiline komprimeerimine on kujutatav vertikaalse sirglõiguna 1-2 nii is - kui ka Ts -diagrammil (joonis 7-8). Keha tagastatavaks adiabaatiliseks komprimeerimiseks vajalik töö $l_{ad} = -(i_2 - i_1) = -h$, mis Ts -diagrammil avaldub pindalana $\square 123'341$. Tagastamatu adiabaatiline komprimeerimine, olles seotud termodünaamilise keha entroopia suurenemisega, avaldub

toodud diagrammidel joonena 1-2'. Keha tagastamatuks adiabaatiliseks komprimeerimiseks vajalik töö $l_{ad} = -(i_2 - i_1) = -h'$. Viimane avaldub Ts -diagrammil pindalana $\square 433'2'CB14$. Seega on tagastamatu adiabaatiline komprimeerimistöö tagastatavast tööst pindala $\square B22'CB$ võrra suurem. Komprimeerimisprotsessi adiabaatiline kasutegur $\eta_{ad} = (h/h')$.

Tuleb märkida, et niiske auru adiabaatilisel komprimeerimisel kuumeneb praktiliselt ainult auru faas, kusjuures vedela faasi temperatuur muutub halva soojuse- ja massivahetuse tingimuste tõttu vähe. Selle tulemusena moodustub niiske auru komprimeerimisel mittetasakaaluline süsteem (auru ja vedela faasi temperatuurid on erinevad).

8. Kolbmootorite, gaasiturbiinseadmete ja reaktiivmootorite ringprotsessid

8-1. Kolbmootorid

Üheks soojusjõumasinate tüübiks on kolbmootorid. Kolbmootorite iseärasuseks on soojuse vabanemine (kütuse põlemine) ja ta muundumine mehaaniliseks tööks vahetult masina silindris. Tingituna sellisest soojuse protsessi viimisest, pole kolbmootorites tarvis ulatuslikke soojusvahetuspinde, mis on vajalikud näiteks aurujõuseadmetes. Tänu kolbmootorite elementide (silinder, põlemiskamber) jahutamisele ja kütuse otsesele põlemisele silindris, võib maksimaalne protsessitemperatuur tunduvalt ületada materjalide mehaanilist tugevust määrava piirtemperatuuri.

Kolbmootorite põhielemendiks on silinder ja kolb. Viimaselt kantakse mehaaniline töö väntmehhanismi kaudu mootori võllile.

Antud maksimaalse ja minimaalse temperatuuri intervallis on Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur maksimaalne. Konstruktiivse keerukuse tõttu on Carnot' ringprotsessil töötava kolbmootori ehitamine seotud suurte raskustega. Kui valida ringprotsessi maksimaalseks temperatuuriks 1800°C ja minimaalseks temperatuuriks 15°C , osutub, et Carnot' ringprotsessil töötava mootori silindris peab esinema rõhk suurusjärgus 300 MPa (seejuures oleks masina kompresiooniaste $\varepsilon \approx 400$). Peale selle muundaks isothermiline soojuse protsessi juhtimine Carnot' ringprotsessil töötava mootori aeglasekäiguliseks. Nimetatud põhjustel on Carnot' ringprotsessi praktilisest rakendamisest loobutud. Mainime, et kaasaja sisepõlemismootorites ei ületa termodünaamilise keha rõhk 5 MPa .

Käesolevas peatükis käsitleme soojusjõumasinate teoreetilisi, nn. ideaalseid ringprotsesse. Teoreetiliste ringprotsesside analüüs võimaldab määrata soojusjõuseadme termilise kasuteguri ning

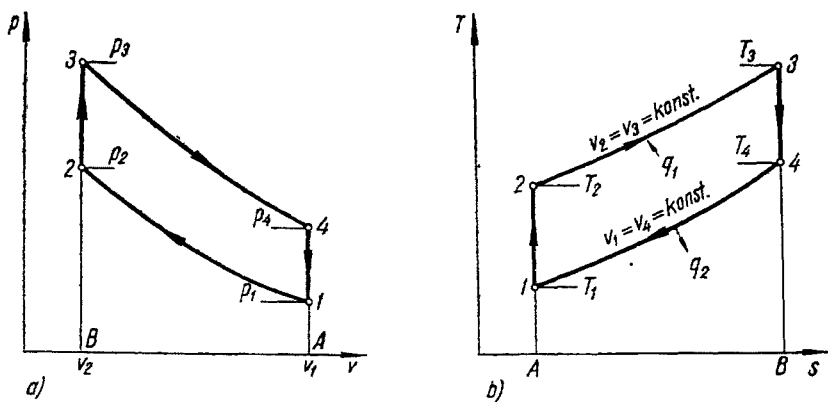
hinnata soojuste mehaaniliseks tööks muundumise ulatust. Selliste teoreetiliste ringprotsesside vaatlemisel oletame, et termodünaamiliseks kehaks on konstantse erisoojusega ideaalne gaas.

8-2. Otto ringprotsess

Kolbmootori ringprotsessi, kus soojus suunatakse protsessi püsival mahul, nimetatakse Otto ringprotsessiks. Otto ringprotsessil töötavates mootorites kasutatakse kergeid vedel- ja gaaskütuseid (bensiin, petrool, generaatorgaas jt.). Õhu ja kütuse segu süüdatakse elektrisädemega. Kerged vedel- ja gaaskütused põlevad mootori silindris niivõrd kiiresti, et sel perioodil mootori kolb märgatavalt ei nihku ning soojuste eraldumine on vaadeldav püsiv-mahulisena.

Esimese sellisel ringprotsessil töötava mootori ehitas 1876. aastal *N. Otto*. Mootor töötas gaaskütusel. Hiljem järgnesid sellele bensiini ja petrooleumiga töötavad karburatsiooniseadmetega mootorid.

Otto ringprotsessi p - v - ja T - s -diagramm on esitatud joonisel 8-1. Joon 1-2 kujutab keha tagastatavat adiabaatilist komprimeerimist alg rõhult p_1 komprimeerimise lõpprõhuni p_2 . Selle protsessi jooksul liigub mootori kolb alumisest surnud seisust ülemisse surnud seisuni. Termodünaamilise keha mahu vähenemist komprimeerimistaktil väljendatakse suhtena $\varepsilon = (V_1/V_2)$ ja teda nimetatakse mootori kompressiooni- ehk surveastmeks. Seejuures väl-



Joonis 8-1. Otto ringprotsessi kujutamine p - v - ja T - s -diagrammil.

jendab V_1 silindri üldmahtu ja V_2 põlemiskambri mahtu. Tagastatava adiabaatilise komprimeerimise korral

$$\varepsilon = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (8-1)$$

Valemist selgub, et komprimeerimisaste määrab otseselt termodünaamilise keha temperatuuri isoentroopilise komprimeerimisprotsessi lõpul.

Soojuse protsessi andmist (kütuse põlemine mootori silindris) väljendab joon 2-3. Protsessi antud soojushulk q_1 tingib mootori silindris rõhu tõusu p_2 -lt p_3 -ni ja temperatuuri kasvu T_2 -lt T_3 -ni. Rõhutõusu ulatust soojuse ringprotsessi juhtimisel iseloomustatakse isohoorilise rõhutõusu astmega $\lambda = \frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2}$.

Isohoorilisele soojuse protsessi juhtimisele järgneb termodünaamilise keha isoentroopiline paisumine 3-4, mille kestel mootori kolb liigub ülemisest surnud seisust alumisse surnud seisule. Joon 4-1 väljendab ringprotsessist isohoorilist soojuse eemaldamist (jahtumist), mille lõpus termodünaamiline keha saavutab taas algoleku 1.

Otto ringprotsessi paisumistöö avaldub p - v -diagrammil pindalana $l_p = \square B34AB$ ja komprimeerimistöö $l_k = \square A12BA$. Kuna ringprotsessis töö on võrdne vahega $l = l_p - l_k$, siis võrdub viimane ühtlasi pindalaga $\square 12341$.

Ringprotsessist osavõtvad soojushulgad on määratavad T - s -diagrammilt: $q_1 = \square A23BA$ ja $q_2 = \square B41AB$.

Kolbmootorite töö iseloomustamiseks kasutatakse keskmise indikaatorrõhu mõistet. Viimase all mõistetakse rõhku, mille juures tehtav isobaariline töö mahumuutuse intervallis ($v_1 - v_2$) oleks võrdne ringprotsessi kasuliku tööga

$$l = p_i (v_1 - v_2), \quad (8-2)$$

millest

$$p_i = \frac{l}{v_1 - v_2}. \quad (8-3)$$

Kolbmootori silindri töömaht ($V_1 - V_2$) on antud ringprotsessis tehtud töö korral pöördvõrdeline keskmise indikaatorrõhuga.

Teiselt poolt, teades keskmist indikaatorrõhku, on valemi (8-2) kaudu arvutatav ringprotsessi töö. Otto ringprotsessis tehtud töö

$$\begin{aligned} l &= \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_4 v_4) - \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \\ &= \frac{1}{k-1} p_1 \left[\left(\frac{p_3}{p_1} - \frac{p_2}{p_1} \right) v_3 - \left(\frac{p_4}{p_1} - 1 \right) v_1 \right]. \end{aligned} \quad (8-4)$$

Arvestades sellega, et $\frac{p_3}{p_1} = \frac{p_1}{p_2} \frac{p_2}{p_1} = \lambda \varepsilon^k$, $\frac{p_2}{p_1} = \varepsilon_k$ ja $\frac{p_i}{p_1} = \lambda$, saame

$$l = (v_1 - v_2) p_1 \frac{(\varepsilon^k - \varepsilon)(\lambda - 1)}{(\varepsilon - 1)(k - 1)}. \quad (8-5)$$

Peale asendusi ja teisendusi võtab keskmise indikaatorrõhu avaldis (8-3) Otto ringprotsessi jaoks kuju:

$$p_i = \frac{(\varepsilon^k - \varepsilon)(\lambda - 1)}{(\varepsilon - 1)(k - 1)} p_1. \quad (8-6)$$

Tulemusest nähtub, et keskmine indikaatorrõhk on proportsionaalne termodünaamilise keha algrõhuga p_1 . Keskmine indikaatorrõhk (samuti ka mootori võimsus) on antud silindrimahul seda suurem, mida suurem on p_1 . Siit järgneb, et üheks kolbmootorite võimsuse suurendamise võimaluseks on termodünaamilise keha algrõhu tõstmine. Selleks seadistatakse kolbmootorid sageli õhukompressoriga (ülelaadimisega ehk kompressormootor).

Otto ringprotsessi termilise kasuteguri määramiseks lähtume avaldisest $\eta_t = \frac{l}{q_1}$. Ringprotsessi antud soojushulk

$$q_1 = c_v (T_3 - T_2) = \frac{RT_1}{k-1} \left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \right).$$

Arvestades sellega, et $\frac{T_3}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} \frac{T_2}{T_1} = \lambda \varepsilon^{k-1}$, siis

$$q_1 = \frac{RT_1}{k-1} (\lambda \varepsilon^{k-1} - \varepsilon^{k-1}) = \frac{RT_1}{k-1} \varepsilon^{k-1} (\lambda - 1) = \frac{p_1 v_1}{k-1} \varepsilon^{k-1} (\lambda - 1). \quad (8-7)$$

Asetades valemiga (8-5) määratud töö l ja seosega (8-7) avalduva soojushulga q_1 ringprotsessi termilise kasuteguri avaldisse, saame pärast mõningaid teisendusi Otto ringprotsessi termilise kasuteguri arvutamiseks valemi

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (8-8)$$

Avaldisest (8-8) selgub, et Otto ringprotsessi termiline kasutegur sõltub ainult mootori surveastmest ja adiabaadi astendajast. Isohoorilisest rõhutõusuastmest η_t ei sõltu. Nii surveastme kui ka k suurenemisel Otto ringprotsessi termiline kasutegur tõuseb. Seejuures on ringprotsessi termilise kasuteguri kasv eriti intensiivne väikeste surveastmete piirkonnas. Tänapäeva Otto mootorites ulatub surveaste kuni 10-ni. Surveastme tõstmine on piiratud kütuse isesüttimistemperatuuri ja kütusesegu detonatsioonikindlusega. Kui temperatuur T_2 ületab kütuse isesüttimistemperatuuri,

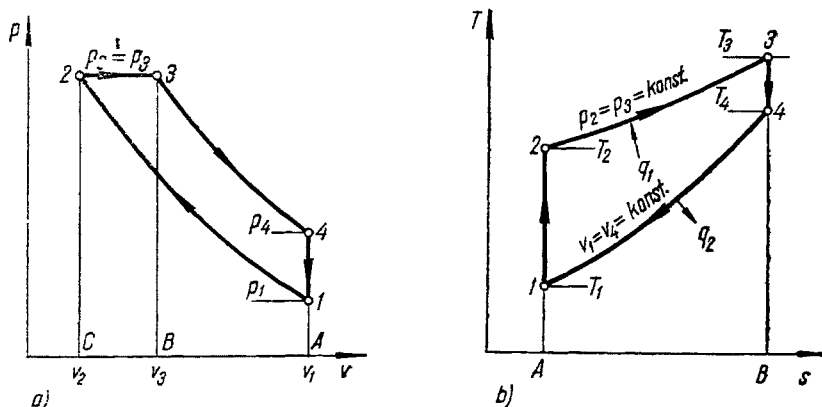
võib kütus süttida juba enne komprimeerimisprotsessi lõppu. Viimane viib mootori töö alprintsipiibist eemale, põhjustades selle töös ebakindlust ja kasuteguri kiiret langust. Küttesegu detonatsiooniline põlemine sõltub kütuse omadustest.

8-3. Dieseli ringprotsess

Kõlbmootori ringprotsessi, kus soojus suunatakse protsessi püsival rõhul, nimetatakse Dieseli ringprotsessiks. Käsitletaval ringprotsessil töötavad aeglasekäigulised kompressor-diiselmootorid (kütus pritsitakse silindrisse suruõhu abil). Kui Otto mootoris komprimeeritakse survetakistus küttesegu, siis diiselmootorites komprimeeritavaks termodünaamiliseks kehaks õhk. Diiselmootorites kasutatakse vedelkütuseid (nafta, diiselmootor, solaarõli jt.). Mootorite surveaste valitakse selline, et õhu temperatuur komprimeerimistakti lõpul ületaks kütuse isesüttimistemperatuuri ($t_2 = 600-800^\circ\text{C}$). Tänu raskete kütuste aeglasele põlemisele võib soojust eraldumise mootori silindris lügeda proportsionaalseks kolvi nihkumise, s.t. vaatleme seda isobaarilise protsessina.

Esimese vedelkütusel töötava diiselmootori ehitas 1897. a. saksa insener R. Diesel.

Dieseli ringprotsessi p - v - ja T - s -diagramm on kujutatud joonisel 8-2. Termodünaamilise keha tagastavale adiabaatilisele komprimeerimisele 1-2 järgneb isobaariline soojuse protsessi viimine 2-3. Termodünaamilise keha mahu suurenemist soojuste ringprotsessi viimise käigus iseloomustatakse isobaarilise paisumisastmega $q = \frac{V_3}{V_2} = \frac{T_3}{T_2}$. Ringprotsessi antud soojus on T - s -dia-



Joonis 8-2. Dieseli ringprotsessi kujutamine p - v - ja T - s -diagrammil.

grammil ekvivalentne pindalaga $q_1 = \square A23BA$. Keha isoentroopilist paisumist, mis järgneb kütuse põlemisele, iseloomustab joon 3-4. Termodünaamilise keha adiabaatilist paisumist ringprotsessis väljendatakse adiabaatilise paisumisastmega $\delta = \frac{V_1}{V_3} = \frac{V_1}{V_3} = (T_3/T_4)^{\frac{1}{k-1}} = (p_3/p_4)^{\frac{1}{k}}$. Joon 4-1 vastab keha isohoorilisele jahutamisele temperatuurilt T_4 algtemperatuurile T_1 . Ringprotsessist eemaldatav soojushulk avaldub Ts -diagrammil pindalana $q_2 = \square B41AB$. Keha paisumisel tehtud töö koosneb isobaarilisest ja isoentroopilisest paisumistööst, mis pv -diagrammil on kujutatud vastavalt pindaladena $\square C23BC$ ja $\square B34AB$. Ringprotsessis tehtud töö võrdub nii pv - kui ka Ts -diagrammil pindalaga $l = \square 12341$.

Dieseli ringprotsessis tehtud töö

$$l = p_2(v_3 - v_2) + \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_4 v_4) - \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (8-9)$$

Peale mõningaid asendusi ja teisendusi saame

$$l = \frac{\epsilon}{(k-1)(\epsilon-1)} [k\epsilon^{k-1}(\varrho-1) - (\varrho^k-1)] p_1 (v_1 - v_2). \quad (8-10)$$

Dieseli ringprotsessi keskmine indikaatorrõhk

$$p_2 = \frac{\epsilon}{(k-1)(\epsilon-1)} [k\epsilon^{k-1}(\varrho-1) - (\varrho^k-1)] p_1. \quad (8-11)$$

Dieseli ringprotsessi termilise kasuteguri avaldise saamiseks avaldame ringprotsessi antava soojuse kujul:

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \epsilon^{k-1} \lambda (\varrho - 1). \quad (8-12)$$

Asetades suurused l ja q_1 termilise kasuteguri avaldisse, saame

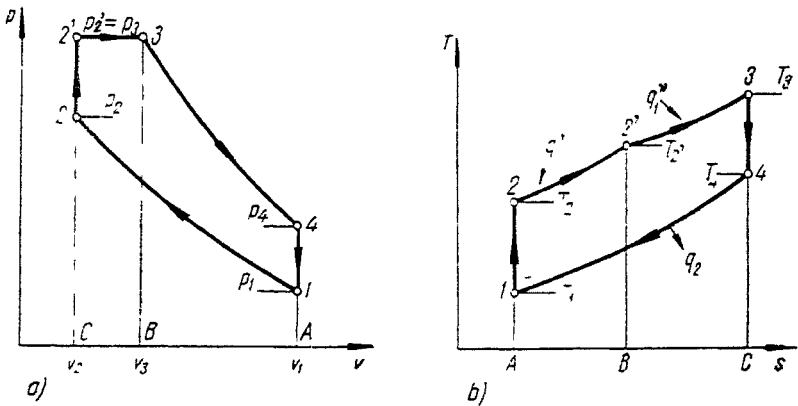
$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k\epsilon^{k-1}} \frac{\varrho^k - 1}{\varrho - 1}. \quad (8-13)$$

Valemi (8-13) analüüs näitab, et Dieseli ringprotsessi termiline kasutegur suureneb mootori surveastme ja adiabaadi astendaja suurenemisel ning isobaarilise paisumisastme vähenemisel. Isobaariline paisumisaste on proportsionaalne mootori koormusega. Järelikult, diiselmootori termiline kasutegur väheneb mootori koormuse suurenemisel. Kaasaja diiselmootorite kompressiooniaste ulatub 18-ni.

8-4. Sabathe'i-Trinkleri ringrotsess

Sabathe'i-Trinkleri ringrotsessi nimetatakse ka segaringrotsessiks. Sellel ringrotsessil töötavad kiirekäigulised diiselmootorid. Sabathe'i-Trinkleri ringrotsessis, nagu Dieseli ringrotsessiski, toimub kütuse süttimine isesüttimise teel. Kütus pritsitakse kõrgrõhu pumpadega eelpõlemiskambrisse. Tänu sellele põleb kütus esialgu isohooriliselt ning sellele järgnevalt isobaariliselt (põlemine kandub eelpõlemiskambri mootori silindrisse). Sabathe'i-Trinkleri ringrotsessil töötavates mootorites kasutatakse samu kütuseid, mis kompressor-diiselmootoriteski.

Segaringrotsessil töötava kolbmootori töö printsiibi paten-teeris vene insener *G. Trinkler* 1904. aastal.



Joonis 8-3. Sabathe'i-Trinkleri ringrotsessi kujutamine $p-v$ - ja Ts -diagrammil.

Sabathe'i-Trinkleri ringrotsess kujutatuna $p-v$ - ja Ts -diagrammil on esitatud joonisel 8-3. Joon 1-2 kujutab õhu isoentroopilist komprimeerimist rõhult p_1 rõhule p_2 . Isohooril 2-2' juhitakse protsessi soojushulk q_1' , mis Ts -diagrammil avaldub pindalana $\square A22'BA$. Teine osa soojust q_1'' suundub ringrotsessi isobaariliselt (joon. 2'-3). Soojushulk q_1'' võrdub Ts -diagrammil pindalaga $\square B2'3CB$. Seega $q_1 = q_1' + q_1'' = \square A22'3CA$. Isobaarilisele paisumisele 2'-3 järgneb termodünaamilise keha tagastatav adiabaatiline paisumine 3-4. Protsessist eemaldatav soojushulk $q_2 = \square C41AC$ (Ts -diagramm). Ringrotsessis tehtud töö $l = q_1 - q_2 = \square 122'341$ (nii $p-v$ - kui ka Ts -diagrammil).

Kasutades eespool esitatud meetodit, avalduvad ringrotsessis tehtud töö ning keskmine indikaatorrõhk vastavalt valemitega

$$l = \frac{1}{(k-1)(\varepsilon-1)} \left[\lambda(k-1)(q-1) + \lambda q \left(1 - \frac{1}{\delta^{k-1}} \right) - \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right) \right] p_1 (v_1 - v_2), \quad (8-14)$$

$$p_i = \frac{1}{(k-1)(\varepsilon-1)} \left[\lambda(k-1)(q-1) + \lambda q \left(1 - \frac{1}{\delta^{k-1}} \right) - \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right) \right] p_1. \quad (8-15)$$

Ringprotsessi antud soojushulk

$$q_1 = c_v(T_2' - T_2) + c_p(T_3 - T_2') = \frac{p_1 v_1}{k-1} \varepsilon^{k-1} [(\lambda-1) + k\lambda(q-1)] \quad (8-16)$$

ning ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\lambda q^{k-1} - 1}{(\lambda-1) + k\lambda(q-1)}. \quad (8-17)$$

Saadud avaldise analüüsist järgneb, et segaringprotsessi termiline kasutegur suureneb kompressiooniastme ε ja isohoorilise rõhutohusuastme λ suurenemisel ning isobaarilise paisumisastme q vähenemisel.

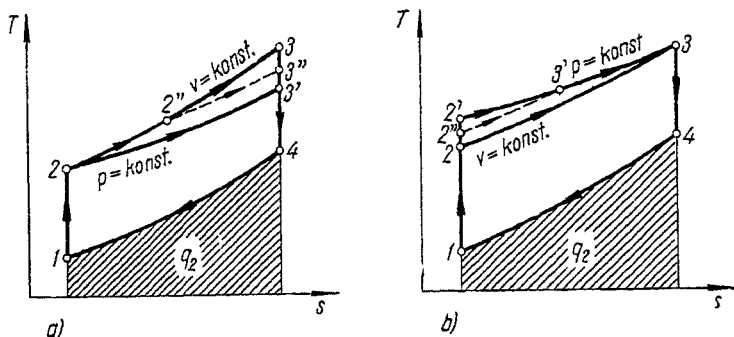
Valemist (8-17) on järeldatavad avaldised Otto ja Dieseli ringprotsessi termilise kasuteguri määramiseks. Otto ringprotsessi termilise kasuteguri avaldise saame, kui teeme asenduse $q=1$ ning Dieseli ringprotsessi termilise kasuteguri, kui võtta $\lambda=1$.

8-5. Kolbmootorite ringprotsesside võrdlus.

Ringprotsessi suhteline termodünaamiline efektiivsus sõltub konkreetsetest võrdlustingimustest.

Võttes võrdluse aluseks võrdsed ringprotsessid eemaldatavad soojushulgad q_2 ja kompressiooniastmed $\varepsilon = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{k-1}}$ (olekudiaagrammidel punkt 2), osutub kõige efektiivsemaks ringprotsessiks Otto ringprotsess ning kõige madalamat termilist kasutegurit omavaks ringprotsessiks Dieseli ringprotsess. Oeldu selgub joonisel 8-4, a esitatud võrdlusdiagrammilt.

Kolbmootorite ringprotsesside võrdlemine võrdsete surveastmete juures ei vasta mootori tegelikele töötingimustele, sest diiselmootorites kasutatakse tunduvalt kõrgemaid surveastmeid kui kütuse isohoorilise põlemisega mootorites. Seetõttu on õigem valida kolbmootorite ringprotsesside võrdluse aluseks erinevad kompres-



Joonis 8-4. Kolbmootorite ringprotsesside võrdlus. *a* — võrdsetel kompressiooniastmetel, *b* — võrdsetel maksimaalsetel temperatuuridel

siooniastmed sama protsessist eemaldatava soojushulga q_2 ja sama maksimaalse rõhu juures (olekudiagrammidel punkt 3). Nagu näeme, on kõige suurem termiline kasutegur diiselmootoril, madalaim aga Otto mootoril (joonis 8-4, *b*).

8-6. Gaasiturbiinseadmed

Kolbmootorite suuremaks puuduseks on edasi-tagasi liikuvate masinate olemasolu (vântmehhanism). See piirab eelkõige suure võimsusega kolbmootorite loomist, sest nii pöörde tõstmine kui ka silindri mõõtmete ja arvu suurendamine on seotud inertsiõudude kasvuga. Tähendatud puudustest on vabad gaasiturbiinseadmed.

Gaasiturbiinseadmed jagunevad avatud ja suletud ringprotsessiga seadmeteks. Avatud ringprotsessiga seadmetes suunatakse põlemiskambriest väljuvad gaasid düüside kaudu turbiini töölabadele ning nad väljuvad turbiinist atmosfääri. See lubab põletada põlemiskambriis vaid vedel- või gaaskütust, mille põlemisproduktid ei sisalda tahkeid tuha osakesi. Suletud ringprotsessiga gaasiturbiinseadmetes kasutatakse termodünaamilise kehana kinnises kontuuris tsirkuleerivat gaasilist keha (näiteks õhk, inertgaasid jt.). Suletud seadmetes toimub soojuse protsessi suunamine ja protsessist eemaldumine soojusvahetuspindade kaudu, mis suurendab seadme gabariite ja kaalu.

Allpool käsitleme ainult avatud ringprotsessiga kui enamlevinud gaasiturbiinseadmete ringprotsesse.

Erinevalt kolbmootoritest toimub gaasiturbiinis termodünaamilise keha paisumine kuni atmosfäärirõhuni. See võimaldab soojuse täielikumat kasutamist (sisepõlemismootorites ületab gaasi rõhk töötakti lõpul tunduvalt atmosfäärirõhu).

Gaasiturbiinseadmed leiavad kaasajal ulatuslikku rakendamist lennunduses ja tööstusharudes, kus tehnoloogilises protsessis tekib kõrvalproduktina põlevgaase (metallurgia, naftatööstus jm.). Tänapäeva energeetikas on gaasiturbiinseadmete osatähtsus veel tagasihoidlik.

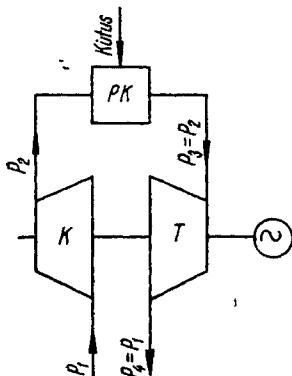
8-7. Isobaarilise põlemisega ja adiabaatilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme ringrotsess

Isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadme skeem on esitatud joonisel 8-5.

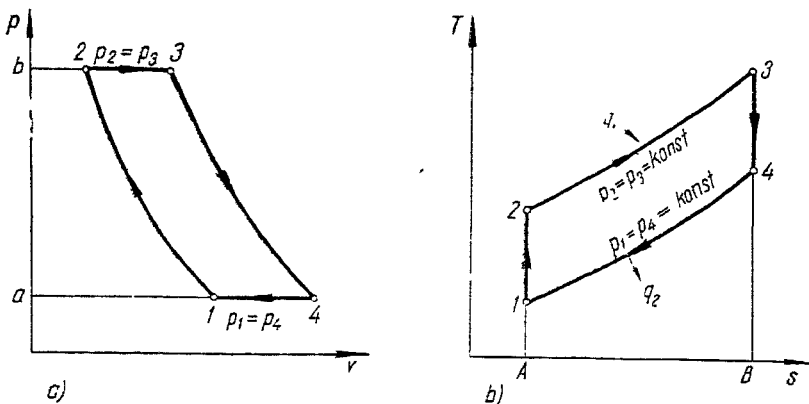
Kompressoris (K) tõstetakse õhu rõhk atmosfääri rõhult p_1 rõhuni p_2 . Kompressorist suunatakse õhk põlemiskambrisse (PK), kus toimub kütuse isobaarilisel põlemisel soojuse eraldumine. Põlemiskambrist väljuv termodünaamiline keha (põlemisgaasid) suundub turbiini (T), kus ta paisudes teeb tööd, mis kantakse üle seadme võllile. Turbiinist väljub termodünaamiline keha atmosfääri. Osa turbiinist saadavast tööst kulub õhu komprimeerimiseks kompressoris.

Isobaarilise põlemisega ja õhu isoentroopilise komprimeerimisega ringrotsess on tänapäeva gaasiturbiinseadmete põhiringrotsessiks.

Ideaalse (tagastatav) isobaarilise põlemisega ja õhu isoentroopilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme ringrotsess on kujutatud p - v - ja T - s -diagrammil joonisel 8-6. Õhu isoentroopilist komprimeerimist väljendab joon 1-2. Õhu komprimeerimiseks vajalik töö avaldub p - v -diagrammil pindalana $l_k = \square a12ba$. Termodünaamilise keha rõhu tõusu ulatust kompressoris väljendatakse rõhutusastmega $\beta = (p_2/p_1)$. Soojuse isobaarilist protsessi juhtimist kujutab joon 2-3. Soojushulk q_1 on T - s -diagrammil ekvivalentne pindalaga $\square A23BA$. Keha tagastatav adiabaatiline paisumine tur-



Joonis 8-5. Isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadme skeem. K — kompressor, PK — põlemiskamber, T — turbiin.



Joonis 8-6. Isobaarilise põlemisega ja õhu isoentroopilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme ringprotsessi kujutamise p - v - ja T - s -diagrammil.

biinis väljendub joonena 3-4. Paisumisprotsessis tehtud tehniline töö võrdub p - v -diagrammil pindalaga $l_t = \square b34ab$. Kuna termodünaamilise keha paisumisel turbiinis osa tehnilisest tööst kulub õhu komprimeerimiseks, siis gaasiturbiinseadmest saadav kasulik töö $l = l_t - l_k = \square 12341$ (nii p - v - kui ka T - s -diagrammil). Ringprotsessist eemaldatav soojushulk q_2 on T - s -diagrammil ekvivalentne pindalaga $\square B41AB$. Vastavalt ringprotsessi üldisele omadusele $l = q_1 - q_2$. Termodünaamilise keha isobaarilist jahtumist väljendab joon 4-1.

Ringprotsessi juhitud soojushulk ja sealt eemaldatud soojushulk avalduvad vastavalt

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= i_3 - i_2 = c_p (T_3 - T_2) \\ q_2 &= i_4 - i_1 = c_p (T_4 - T_1) \end{aligned} \right\} \quad (8-18)$$

Ringprotsessis tehtud töö

$$\begin{aligned} l &= q_1 - q_2 = (i_3 - i_2) - (i_4 - i_1) = \\ &= c_p [(T_3 - T_2) - (T_4 - T_1)]. \end{aligned} \quad (8-19)$$

Isobaarilise põlemisega ja isoentroopilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme termiline kasutegur

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{\frac{T_3}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}. \quad (8-20)$$

Avaldisele (8-20) sobiva kuju andmiseks kasutame järgmisi asendusi.

Isoentroobi 1-2 võrrand:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}} \quad (8-21)$$

Paisumise isoentroobi 3-4 võrrand

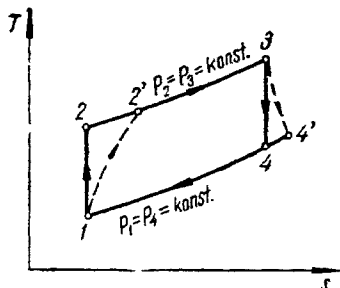
$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}} \quad (8-22)$$

Kuna $\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_4} = \beta$ (joonis 8-6, a), siis järelikult seoste (8-21) ja (8-22) põhjal $\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$ ning η_t avaldis omandab kuju:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} \quad (8-23)$$

Tulemusest nähtub, et isobaarilise põlemisega ja õhu adiabaatilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme termiline kasutegur sõltub ainult rõhutõusuastmest kompressoris. Seejuures β suurenemisel η_t suureneb. Valem (8-23) võtab peale asendust $\beta = \varepsilon^k$ Otto ringrotsessi termilise kasuteguri avaldisega (8-8) identse kuju. Seega on analüüsitava gaasiturbiinseadme termiline kasutegur võrdne Otto ringrotsessi termilise kasuteguriga, kui nende kompressiooniastmed on samad.

Tagastamatu adiabaatilise komprimeerimise ja paisumise korral termodünaamilise keha entroopia protsessi käigus suureneb. See väljendub Ts -diagrammil joonisel 8-7 esitatud kujul (1-2' — tagastamatu adiabaatiline komprimeerimine, 3-4' — tagastamatu adiabaatiline paisumine). Ringrotsessi absoluutse efektiivse



Joonis 8-7. Isobaarilise põlemisega ja õhu adiabaatilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme tagastamatu ringrotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

kasuteguri* määramiseks avaldame gaasiturbiinseadmes tehtava töö kujul:

$$l' = \eta_{oi} \eta_m l_i - \frac{l_k}{\eta_{ad}},$$

kus η_{oi} , η_m ja η_{ad} tähistavad vastavalt turbiini sisemist suhtelist-, mehaanilist ja kompressori adiabaatilist kasutegurit.

Arvestades sellega, et

$$l_i = c_p (T_3 - T_4), l_k = c_p (T_2 - T_1) \text{ ja } q_1 = c_p (T_3 - T_2'),$$

ringrotsessi absoluutne efektiivne kasutegur

$$\eta_e = \frac{l'}{q_1} = \frac{(T_3 - T_4) \eta_{oi} \eta_m - \frac{T_2 - T_1}{\eta_{ad}}}{T_3 - T_2'}. \quad (8-24)$$

Seosest $\eta_{ad} = \frac{i_2 - i_1}{i_2' - i_1} = \frac{T_2 - T_1}{T_2' - T_1}$ järgneb:

$$T_2' = \frac{T_2 - T_1}{\eta_{ad}} + T_1. \quad (8-25)$$

Asetades avaldisega (8-25) määratud temperatuuri valemisse (8-24), saame

$$\eta_e = \frac{\left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_4}{T_1} \right) \eta_{oi} \eta_m \eta_{ad} - \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right)}{\left(\frac{T_3}{T_1} - 1 \right) \eta_{ad} - \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right)}. \quad (8-26)$$

Tähistame ringrotsessi maksimaalse ja minimaalse temperatuuri suhte $y = \frac{T_3}{T_1}$ ning arvestades sellega, et $\frac{T_2}{T_1} = \beta^{\frac{k-1}{k}}$ ja $\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} = \frac{T_3}{T_1} \frac{T_1}{T_2} = \frac{y}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}$, valem (8-26) omandab kuju:

$$\eta_e = \frac{\left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} \right) y \eta_{oi} \eta_m \eta_{ad} - \left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{(y-1) \eta_{ad} - \left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}. \quad (8-27)$$

* Efektiivse kasuteguri all mõistetakse soojusjõumasina võllilt saadava töö suhet ringrotsessi suunatud soojusesse.

Avaldise (2-27) analüüs näitab, et isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadme efektiivne kasutegur (antud β väärtusel) on seda kõrgem, mida suurem on y . Seejuures omab iga antud y juures funktsioon $\eta_e = \eta(\beta)$ maksimumi. Optimaalne rõhutõusuaste suureneb y suurenemisel.

Samuti nähtub avaldisest (8-27), et gaasiturbiinseadme absoluutne efektiivne kasutegur võrdub nulliga siis, kui

$$\left(1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}\right) y \eta_{oi} \eta_m \eta_{ad} = \beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \quad \text{ehk} \quad \frac{y}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} \eta_{oi} \eta_m \eta_{ad} = 1^*.$$

juhul $\frac{T_3}{T_1} = \beta^{\frac{k-1}{k}} = y \eta_{oi} \eta_m \eta_{ad}$. Absoluutse efektiivse kasuteguri vähenemine rõhutõusuaste suurenemisega viimase suurtel väärtustel on põhjustatud komprimeerimis- ja paisumisprotsessi tagastamusest. Nii $\eta_{oi} \eta_m$ kui ka η_{ad} suurenemisel nihkub η maksimum suuremate rõhutõusuastmete suunas.

On ilmne, et gaasiturbiinseade annab kasulikku tööd ainult siis, kui

$$\frac{y}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} \eta_{oi} \eta_m \eta_{ad} > 1$$

ehk

$$\frac{T_3}{T_2} \eta_{oi} \eta_m \eta_{ad} > 1,$$

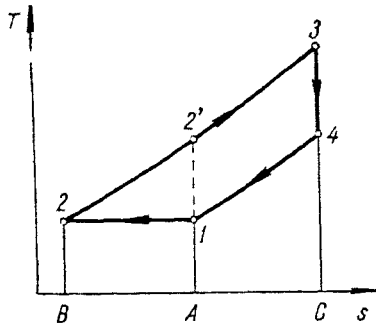
sest $\frac{T_3}{T_2} = \frac{y}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}$.

Kompleksi $\frac{T_3}{T_2} \eta_{oi} \eta_m \eta_{ad}$ arvvärtus sõltub oluliselt turbiini sisemisest suhtelisest ja kompressori adiabaatilisest kasutegurist. Kaasaja seadmetel $\eta_{oi} = 0,85 - 0,90$ ja $\eta_{ad} = 0,80 - 0,85$.

8-8. Isobaarilise põlemisega ja isotermilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme ringprotsess

Isobaarilise põlemisega ja õhu isotermilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme ringprotsess on kujutatud Ts -diagrammil joonisel 8-8. Õhu isotermilist komprimeerimist väljendab joon 1-2. Õhu isotermilise komprimeerimise korral ringprotsessist eemaldatav

* η_e võrdub nulliga ka $\beta^{\frac{k-1}{k}} = 1$ korral.



Joonis 8-8 Isobaarilise põlemisega ja õhu isotermilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme ringprotsessi kujutamise Ts -diagrammil

soojus eraldub kahes osas: 1) soojus, mis antakse väliskeskkonnale termodünaamilise keha isobaarilisel jahtumisel ($\square C41AC$), 2) soojus, mis eemaldatakse õhult isotermilisel komprimeerimisel ($\square A12BA$). Vastavalt sellele

$$q_2 = c_p(T_4 - T_1) + RT_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = c_p(T_4 - T_1) + c_p T_1 \frac{k-1}{k} \ln \beta, \quad (8-28)$$

sest $R = \frac{k-1}{k} c_p$.

Ringprotsessi antud soojushulk

$$q_1 = c_p(T_3 - T_1). \quad (8-29)$$

Tähistame nagu eespoolgi $y = (T_3/T_1)$ ja arvestades seda, et $\frac{T_3}{T_4} = \beta^{\frac{k-1}{k}}$, ringprotsessi termiline kasutegur avaldub valemiga:

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{(T_4 - T_1) + \frac{k-1}{k} T_1 \ln \beta}{T_3 - T_1} = \\ &= 1 - \frac{\left(\frac{T_4}{T_3} - \frac{T_1}{T_3}\right) + \frac{k-1}{k} \frac{T_1}{T_3} \ln \beta}{1 - \frac{T_1}{T_3}} \end{aligned}$$

ehk

$$\eta_t = 1 - \frac{\left(\frac{k-1}{k} \ln \beta - 1\right) \beta^{\frac{k-1}{k}} + y}{(y-1) \beta^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (8-30)$$

Avaldisest (8-30) nähtub, et isotermilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme termiline kasutegur (antud β korral) y suure-

nemisel kasvab. Püsivatel y väärtustel omavad jooned $\eta_t = \eta(\beta)$ maksimumi.

Turbiini siseneva termodünaamilise keha temperatuuri T_3 (samuti ka y) määravad turbiini düüside ja labade mehaaniline tugevus. Turbiini ehitusmaterjalid ei võimalda jahutamata labade korral kasutada kõrgemaid temperatuure kui $700\text{--}750^\circ\text{C}$. Kõrgemate temperatuuride korral on turbiini läbivooluosa sundjahutamine hädavajalik. Turbiini läbivooluosa sundjahutamisel võib gaasi algtemperatuuri tõsta $1100\text{--}1150^\circ\text{C}$.

Võrreldes isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadme termilisi kasutegureid adiabaatilise ja isotermilise komprimeerimise korral võrdsetel β ja y väärtustel, osutub, et õhu isotermilisel komprimeerimisel on ringprotsessi termiline kasutegur väiksem kui isoentropilise komprimeerimisega ringprotsessi termiline kasutegur. Viimase tõestamiseks vaatleme $T = \text{konst.}$ komprimeerimisega gaasiturbiinseadme ringprotsessi kaheosalisena (joonis 8-8): $12'341$ (isoentropiline komprimeerimine) ja $122'1$ (isotermiline komprimeerimine). Vastavalt valemile (8-23) adiabaatilise komprimeerimisega ringprotsessi termiline kasutegur $\eta_t^I = 1 - \frac{T_1}{T_2}$. Isotermilise komprimeerimisega ringprotsessi termilise kasuteguri võib

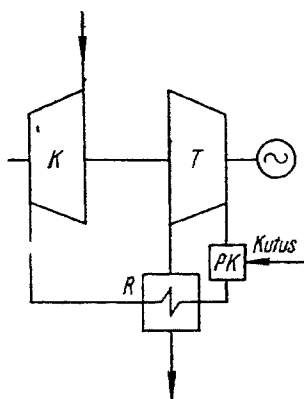
avaldada samuti kujul $\eta_t^{II} = 1 - \frac{T_1}{T_1}$, kusjuures $\bar{T}_1 = \frac{1}{s_1 - s_2} \int_{(2)}^{(2')} T(s) ds$.

Kuna $T_2 > \bar{T}_1$, siis järelikult $\eta_t^I > \eta_t^{II}$.

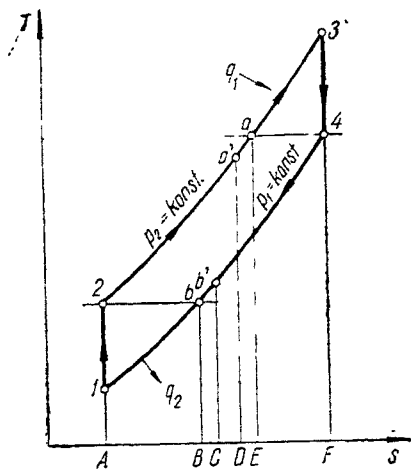
Vaatamata sellele, et isotermiliseks komprimeerimiseks (1-2) kuluv töö on väiksem adiabaatilisest (1-2') komprimeerimistööst ning ringprotsessi kasulik töö on esimesel juhul suurem, osutub $T = \text{konst.}$ komprimeerimisega ringprotsessi termiline kasutegur väiksemaks adiabaatilise komprimeerimisega protsessi termilisest kasutegurist. See kasuteguri vähenemine on tingitud täiendava soojuse vajadusest protsessi osas 2-2', mida ei kompenseeri ringprotsessi töö 122'1. Soojuse viimine ringprotsessi madalamal temperatuuril kui adiabaatilise komprimeerimise korral on termodünaamika teise seaduse seisukohalt vähem efektiivne.

8-9. Isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadme regeneratiivne ringprotsess

Gaasiturbiinseadme termilise kasuteguri suurendamise üheks võimaluseks on õhu regeneratiivse eelsoojenduse kasutamine. Viimane seisneb selles, et turbiinist väljuvalt termodünaamiliselt kehalt antakse soojust kompressorist väljuvale õhule. Seetõttu väheneb ringprotsessist eemaldatav soojushulk q_2 ning koos sellega suureneb ringprotsessi termiline kasutegur. Õhu regeneratiivse eelsoojendusega gaasiturbiinseadme skeem on toodud joonisel 8-9.



Joonis 8-9. Õhu regeneratiivse eelsoojendusega gaasiturbiinseadme skeem. *K* — kompressor, *PK* — põlemiskamber, *T* — turbiin, *R* — regeneraator.



Joonis 8-10. Isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadme regeneratiivse ringprotsessi kujutamine *Ts*-diagrammil.

Seadet (soojuvaheti), kus toimub põlemiskambri suunduva õhu eelsoojendamine, nimetatakse gaasiturbiini regeneraatoriks.

Ideaalse adiabaatilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme regeneratiivne ringprotsess on *Ts*-diagrammil esitatud joonisel 8-10. Isoentroopilise komprimeerimisega regeneratiivset ringprotsessi on võimalik realiseerida ainult siis, kui turbiinist väljuva termodünaamilise keha temperatuur T_4 on kõrgem kompressorist väljuva õhu temperatuurist T_2 . Regeneraatorist väljuva õhu võimalikuks piiriliseks (maksimaalseks) temperatuuriks on turbiinist väljuva gaasi temperatuur ($T_4 = T_a$). Tegelikult gaasiturbiinseadmes on regeneraatorist väljuva õhu temperatuur alati madalam turbiinist väljuva gaasi temperatuurist ($T_a < T_4 = T_a$, samuti ka $T_b' > T_2 = T_b$). Viimast väljendatakse regeneratsiooniastmega

$$\sigma = \frac{T_{a'} - T_2}{T_a - T_2} = \frac{T_4 - T_{b'}}{T_4 - T_b} \quad (8-31)$$

Täieliku regeneratsiooni korral $T_{a'} = T_a$ ja $\sigma = 1$, regeneratsiooni puudumisel $T_{a'} = T_2$ ja $\sigma = 0$. Praktiliselt asub regeneratsiooniaste $\sigma = 0,75 - 0,85$ piirides.

Õhu kuumutamine toimub regeneraatoris isobaariliselt. Isobaari 4-1 osa 4-b' ($\sigma = 1$ korral 4-b) väljendab gaasi jahtumist ning isobaari 2-3 osa 2-a' ($\sigma = 1$ korral 2-a) õhu soojenemist. Regeneraato-

ris õhule üleantud soojushulk $q_1 = \square F4b'CF = \square A2a^4DA$, $\sigma = 1$ korral aga $q_r = \square F4bBF = \square A2aEA$. Isobaari 2-3 osa $a'-3$ ($\sigma = 1$ korral $a-3$) väljendab soojuse isobaarilist protsessi viimist põlemiskambris (kütuse põlemine). Nimetatud soojushulk avaldub pindalana $q_1 = \square Da'3FD$ ($\sigma = 1$ korral aga $\square Ea3FE$). Ringprotsessist väliskeskkonnale üleantav soojushulk $q_2 = \square Cb'IAC$ ($\sigma = 1$ puhul $\square BbIAB$).

Isoentroopilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme regeneratiivse ringprotsessi termilise kasuteguri avaldise tuletamiseks avaldame ringprotsessi antava soojushulga q_1 kujul:

$$q_1 = c_p(T_3 - T_{a'}) = c_p[(T_3 - T_2) - \sigma(T_a - T_2)], \quad (8-32)$$

kuna valemi (8-31) põhjal $T_{a'} = T_2 + \sigma(T_a - T_2)$.

Ringprotsessis tehtud töö

$$l = l_t - l_h = c_p[(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)]. \quad (8-33)$$

Mainime, et gaasiturbiinseadme ringprotsessis tehtav töö ei sõltu regeneratsioonist.

Regeneratiivse gaasiturbiinseadme ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)}{(T_3 - T_2) - \sigma(T_a - T_2)} = \frac{\left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_4}{T_1}\right) - \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right)}{\left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1}\right) - \sigma\left(\frac{T_a}{T_1} - \frac{T_2}{T_1}\right)}.$$

Arvestades sellega, et $y = \frac{T_3}{T_1}$, $\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \beta^{\frac{k-1}{k}}$ ja $\frac{T_a}{T_1} = \frac{T_4}{T_1} = \frac{y}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}$,

saame

$$\eta_t = \frac{\left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1\right)y - \left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1\right)\beta^{\frac{k-1}{k}}}{\left(y - \beta^{\frac{k-1}{k}}\right)\beta^{\frac{k-1}{k}} - \sigma\left(y - \beta^{\frac{k-1}{k}}\right)}. \quad (8-34)$$

Täieliku regeneratsiooni puhul ($\sigma = 1$)

$$\eta_t = 1 - \frac{\beta^{\frac{k-1}{k}}}{y} = 1 - \frac{T_1}{T_4}. \quad (8-35)$$

Regeneratsiooni puudumisel ($\sigma = 0$) valem (8-34) muutub samaväärseks avaldisega (8-23).

Isoentroopilisel komprimeerimisel õhu regeneratiivne eelsoojendus avaldab seda suuremat mõju ringprotsessi termilisele kasu-

teguile, mida madalam on rõhutõusuaste kompressoris, s. o mida madalam on õhu temperatuur peale kompressorit (T_2). Temperatuuri T_2 tõusuga väheneb isobaari 2-3 lõigu $a-2$ osatähtsus. Kui $\sigma=0$ puhul β suurendamine suurendab ringprotsessi termilist kasutegurit, siis $\sigma>0$ korral, vastupidi, β tõus alandab η_t (sama y juures). Oeldu selgub valemist (8-35) Siit järeldub ühtlasi isotermilise komprimeerimise kasulikkus õhu regeneratiivse eelsoojenduse kasutamisel.

Tuletame isobaarilise põlemisega ja õhu isotermilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme regeneratiivse ringprotsessi termilise kasuteguri avaldise, kasutades selleks eespool esitatud tähi-seid.

Ringprotsessist eemaldatav soojushulk

$$\begin{aligned} q_2 &= RT_1 \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p (T_b - T_1) = \\ &= \frac{k-1}{k} c_p T_1 \ln \beta + c_p [(T_4 - T_1) - \sigma(T_4 - T_1)]. \end{aligned} \quad (8-36)$$

Ringprotsessi termiline kasutegur (q_1 avaldub valemiga (8-32))

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - \frac{\frac{k-1}{k} T_1 \ln \beta + (1-\sigma)(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2) - \sigma(T_4 - T_2)} = \\ &= 1 - \frac{\frac{k-1}{k} \ln \beta + (1-\sigma) \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{\left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \right) - \sigma \left(\frac{T_4}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \right)} \end{aligned} \quad (8-37)$$

ehk peale mõningaid asendusi ja teisendusi $\left(\frac{T_4}{T_1} = \frac{y}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}; \frac{T_3}{T_1} = y; \frac{T_2}{T_1} = 1 \right)$

$$\eta_t = 1 - \frac{\frac{k-1}{k} \beta^{\frac{k-1}{k}} \ln \beta + (1-\sigma) \left(y - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)}{(y-1) \beta^{\frac{k-1}{k}} - \sigma \left(y - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (8-38)$$

Täieliku regeneratsiooni korral ($\sigma=1$)

$$\eta_t = 1 - \frac{\beta^{\frac{k-1}{k}}}{y} \frac{\frac{k-1}{k} \ln \beta}{\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1} = 1 - \frac{T_1}{T_4} \frac{\frac{k-1}{k} \ln \beta}{\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1}. \quad (8-39)$$

Kuna $\beta > 1$, siis valemis (8-39) esinev liige $\frac{\frac{k-1}{k} \ln \beta}{\beta^{\frac{k}{k-1}} - 1} < 1$. Võrrel-

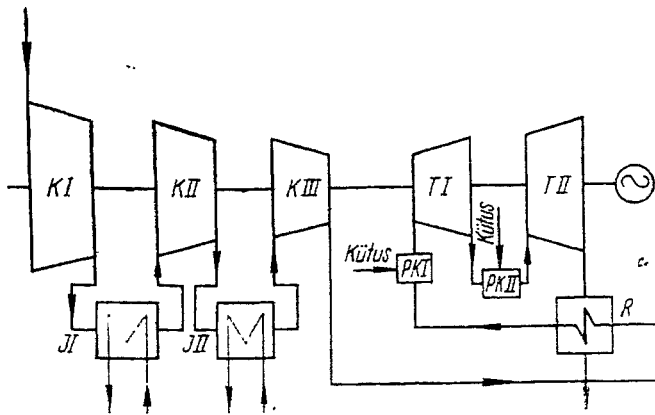
des omavahel valemeid (8-39) ja (8-35), märkame, et õhu isothermilise komprimeerimise kasutamisel regeneratiivse ringprotsessi termiline kasutegur on suurem õhu adiabaatilise komprimeerimisega regeneratiivse ringprotsessi termilisest kasutegurist.

Isotermilise komprimeerimisega regeneratiivse ringprotsessi termiline kasutegur $\sigma = 1$ korral antud y väärtusel, nagu adiabaatilise komprimeerimise korralgi, β suurenemisel väheneb.

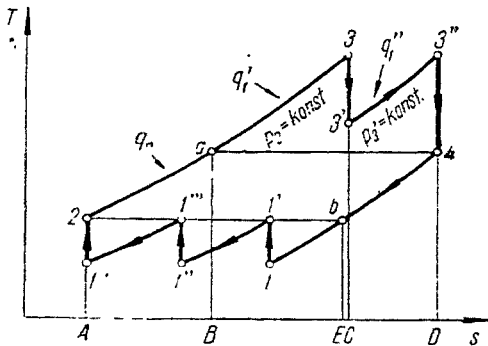
Regeneratiivsuse printsiip on gaasiturbiinseadmetes rakendatav seda täiuslikumalt, mida enam läheneb õhu komprimeerimine isothermile. Üheks komprimeerimisprotsessi isothermile lähendamise võimaluseks on õhu mitmeastmeline komprimeerimine. Selleks kasutatakse gaasiturbiinseadmetes mitmeastmelise vahejahutusega kompressoreid.

Teiseks gaasiturbiinseadme termilise kasuteguri suurendamise võimaluseks on soojuse astmeline protsessi viimine. Selleks jaotatakse turbiini rootor üksikuteks astmegruppideks. Pärast termodünaamilise keha paisumist turbiini antud astmegrupis juhatakse ta järgnevasse põlemiskambrisse, kus kütuse põlemisel vabanev soojus suunatakse täiendavalt protsessi, jne. Soojuse astmeline protsessi viimine võimaldab viimast lähendada isothermile ning koos sellega kogu gaasiturbiinseadme ringprotsessi Carnot' ringprotsessile.

Õhu kolmeastmelise komprimeerimise ja soojuse kaheastmelise protsessi juhtimisega regeneratiivse gaasiturbiinseadme skeem on esitatud joonisel 8-11. Kompressori esimesest (KI) ja teisest astmegrupist (KII) väljumisel suundub õhk vahejahutajasse (JI, JII). Kompressori viimasest astmegrupist väljuv õhk läbib enne esimese põlemiskambrisse sisenemist regeneraatori (R), kus ta kuumeneb turbiinist väljuva gaasi soojuse arvel. Esimesest põlemiskambrist (PKI) suundub termodünaamiline keha turbiini esimesse astmegruppi (TI). Pärast paisumist turbiini esimeses astmegrupis juhatakse termodünaamiline keha teise põlemiskambrisse (PKII), kus suunatakse ringprotsessi täiendav soojushulk, ning sealt edasi teise astmegruppi (TII). Joonisel 8-11 toodud skeemile vastav Ts -diagramm on esitatud joonisel 8-12. Diagramm vastab juhule, kus $\sigma = 1$. Jooned $1-1'$, $1''-1'''$ ja $1^{IV}-2$ kujutavad õhust tagastatavat adiabaatilist komprimeerimist kompressori üksikutes astmegruppides ning jooned $1'-1''$ ja $1'''-1^{IV}$ õhu isobaarilist jahtumist kompressori vahejahutajates. Soojuse ringprotsessi suundumist väljendab isobaar 2-3. Seejuures toimub temperatuuri tõus isobaari osas 2-a regeneraatoris ülekantava soojuse arvel, ülejäänud osas aga kütuse põlemisel vabaneva soojuse tagajärjel. Lõigud 3-3' ja 3''-4 väljendavad termodünaamilise keha isoentropilist paisumist tur-



Joonis 8-11. Õhu astmelise komprimeerimise ja soojuste astmelise protsessi juhtimisega gaasiturbiinseadme skeem. K — kompressor, J — vahejahutaja, PK — põlemiskamber, T — turbiin, R — regeneraator.



Joonis 8-12. Õhu astmelise komprimeerimise ja soojuste astmelise protsessi juhtimisega gaasiturbiinseadme ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

biini üksikutes astmegruppides. Termodünaamilisele kehale soojuste juurdeandmist teises põlemiskambris väljendab isobaar $3'-3''$, turbiinist väljuvate gaaside isobaarilist jahtumist aga joon $4-1$. Regeneraatoris õhule üleantud soojushulk avaldub Ts -diagrammil pindalana $q_r = \square A2aBA = \square D4bED$. Esimeses põlemiskambris termodünaamilisele kehale üleantud soojushulk $q_1' = \square Ba3CB$, teises põlemiskambris kehale üleantud soojushulk $q_1'' = \square C3'3''DC$ ning protsessist eemaldatav soojushulk $q_2 = \square Eb11'1''1'''1''''AE$.

Lõpmata suure vahejahutajate ja põlemiskambrite arvu korral täieliku regeneratsiooni kasutamisel muutub ringprotsess ekvivalentseks Carnot' ringprotsessiga.

8-10. Isohoorilise põlemisega gaasiturbiinseadme ringprotsess

Isohoorilise põlemisega gaasiturbiinseadme skeem on kujutatud joonisel 8-13. Ta erineb isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadmeft peamiselt põlemiskambri konstruktsiooni poolest. Viimane on seadistatud kolme juhitava klapiiga. Klapi 1 kaudu juhitakse põlemiskambrisse kütus, klapi 2 kaudu aga õhk. Kõigi klappide sulgolekus süüdatakse põlemiskambris olev põlevsegu, millele järgneb $v = \text{konst.}$ soojuse eraldumine. Väljalaskeklapi avanemisel suundub termodünaamiline keha turbiini.

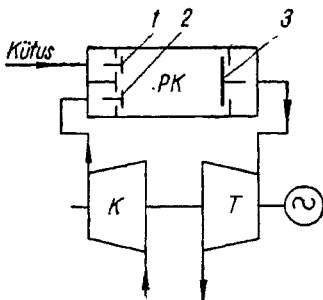
Isohoorilise põlemisega gaasiturbiinseadmed ei ole leidnud laialdast kasutamist, seda eriti põlemiskambri keeruka konstruktsiooni ja kütuse põlemise pulseeruva iseloomu tõttu. Viimasest tulenevalt ei ole termodünaamilise keha rõhk gaasiturbiini siseneisel rangelt konstantne.

Isohoorilise põlemisega ideaalse gaasiturbiinseadme ringprotsessi $p-v$ -diagramm on esitatud joonisel 8-14. Siinjuures väljendab joon 1-2 õhu isoentropilist (või isotermilist) komprimeerimist kompressoris, 2-3 soojuse isohoorilist protsessi juhtimist, 3-4 termodünaamilise keha isoentropilist paisumist ja 4-1 gaasi isobaarilist jahtumist.

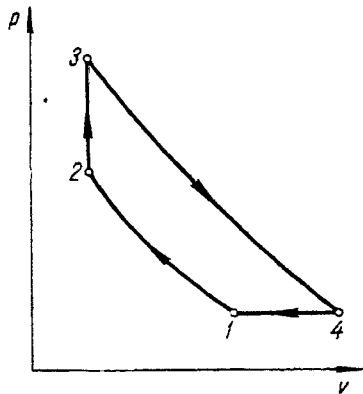
Vaadeldava ringprotsessi termilise kasuteguri arvutusvalemi saamiseks avaldame ringprotsessi juhitava ja sealt eemaldatava soojushulga kujul:

$$q_1 = u_3 - u_2 = c_v (T_3 - T_2), \quad (8-40)$$

$$q_2 = i_4 - i_1 = c_p (T_4 - T_1). \quad (8-41)$$



Joonis 8-13. Isohoorilise põlemisega gaasiturbiinseadme skeem. K — kompressor; PK — põlemiskamber; 1, 2, 3 — klapiid.



Joonis 8-14. Isohoorilise põlemisega gaasiturbiinseadme ringprotsessi kujutamine $p-v$ -diagrammil.

Ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - k \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - k \frac{T_1}{T_2} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}. \quad (8-42)$$

Tähistame $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ ja $\lambda = \frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2}$ (isohooriline rõhutõusuaste) ning arvestades seda, et $\frac{T_2}{T_1} = \beta^{\frac{k-1}{k}}$ ja $\frac{T_1}{T_1} = \frac{T_1}{T_3} \frac{T_3}{T_2} \frac{T_2}{T_1} =$

$$\left(\frac{p_1}{p_2} \frac{p_2}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} \beta^{\frac{k-1}{k}} = \lambda^{\frac{1}{k}},$$

saame:

$$\eta_t = 1 - k \frac{\lambda^{\frac{1}{k}} - 1}{(\lambda - 1) \beta^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (8-43)$$

Valemi (8-43) analüüsist selgub, et isohoorilise põlemisega gaasiturbiinseadme ringprotsessi termiline kasutegur suureneb nii rõhutõusuastme β kui ka isohoorilise rõhutõusuastme λ suurenemisel.

Isotermilise komprimeerimise korral lisandub avaldisele (8-41) komprimeerimisel õhult eemaldatavat soojushulka väljendav liige $RT_1 \ln \beta$ ning termiline kasutegur

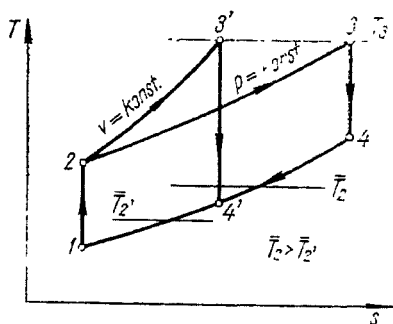
$$\eta_t = 1 - \frac{RT_1 \ln \beta + c_v (T_1 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2)}. \quad (8-44)$$

Kuna $(R/c_v) = k - 1$, saab avaldis (8-44) peale mõningaid asendusi ja teisendusi kujul:

$$\eta_t = 1 - \frac{(k-1) \ln \beta + k \left(\beta^{-\frac{k-1}{k}} \lambda^{\frac{1}{k}} - 1 \right)}{\lambda - 1}. \quad (8-45)$$

Isohoorilise põlemise ja õhu isotermilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme termiline kasutegur osutub võrdsete rõhutõusuastmete β ja protsessi maksimaalsete temperatuuride T_3 korral õhu isoentroopilise komprimeerimisega sama tüüpi gaasiturbiinseadme termilisest kasutegurist väiksemaks.

$p = konst.$ ja $v = konst.$ põlemisega gaasiturbiinseadmete ringprotsesside võrdlus õhu isoentroopilise komprimeerimise puhul võrdsetel β ja T_3 väärtustel on esitatud joonisel 8-15. Isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadme ringprotsessi väljendab kontuur



Joonis 8-15. Isohooirilise ja isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadmete ringprotsesside võrdlus võrdsetel β ja T_3 väärtustel.

12341 ja $v = \text{konst.}$ põlemisega gaasiturbiinseadme ringprotsessi kontuur 123'4'1. Esitatud ringprotsesside võrdlusest nähtub, et mõlemal juhul viiakse soojus ringprotsessi samal keskmisel temperatuuril, kuid isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadme ringprotsessist eemaldatakse soojus kõrgemal temperatuuril (\bar{T}_2) kui kütuse isohoorilisel põlemisel (\bar{T}_2'). Järelikult on $v = \text{konst.}$ põlemisega gaasiturbiinseadme ringprotsessi termiline kasutegur vaadeldavate tingimuste korral suurem $p = \text{konst.}$ põlemisega gaasiturbiinseadme termilisest kasutegurist.

8-11. Isohooirilise põlemisega gaasiturbiinseadme regeneratiivne ringprotsess

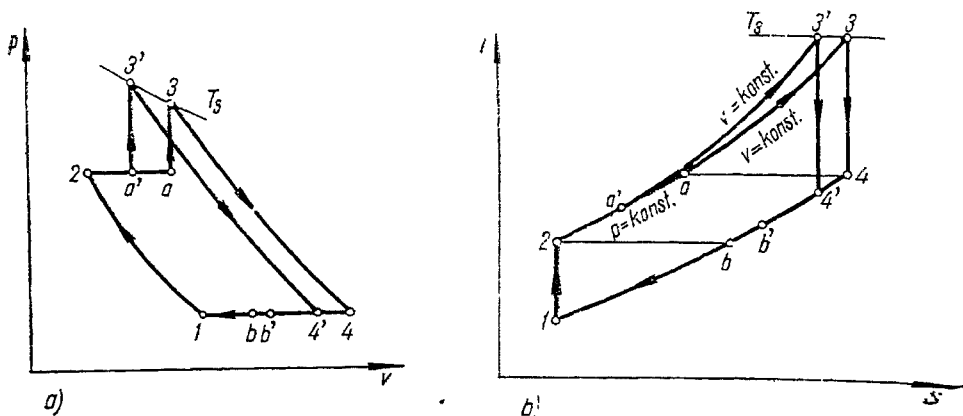
Eespool märkisime, et gaasiturbiinseadme termilist kasutegurit on võimalik suurendada soojuse regeneratsiooni kasutamisega. See on maksev ka $v = \text{konst.}$ põlemisega gaasiturbiinseadmete kohta. Öhu isoentropilise komprimeerimisega ja soojuse isohoorilise protsessi viimisega gaasiturbiinseadme regeneratiivne ringprotsess p - v - ja T - s -diagrammil on kujutatud joonisel 8-16. Jättes kõrvale ringprotsessi üldkirjelduse, märgime, et joon 2-a' (või 4'-b') väljendab soojuse isobaarilist ülekandumist regeneraatoris $\sigma < 1$ puhul, isobaarjoon 2-a (või 4-b) aga sama protsessi piirilisel regeneratsioonil ($\sigma = 1$).

Tuletame $v = \text{konst.}$ põlemisega regeneratiivse gaasiturbiinseadme ringprotsessi termilise kasuteguri avaldise.

Ringprotsessi suunatav ja sealt eemaldatav soojushulk avalduvad vastavalt joonisel 8-16 esitatud skeemile järgmiselt:

$$q_1 = c_v(T_3 - T_a) = c_v(T_3 - T_a), \quad (8-46)$$

$$q_2 = c_p[(T_4 - T_1) - (T_a - T_2)]. \quad (8-47)$$



Joonis 8-16. Isohooilise põlemisega gaasiturbiinseadme regeneratiivse ringrotsessi kujutamine p - v - ja T - s -diagrammil.

Ringrotsessi termiline kasutegur

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p[(T_{3'} - T_1) - (T_{a'} - T_2)]}{c_v(T_3 - T_{a'})} = \\ &= 1 - k \frac{\left(\frac{T_{3'}}{T_1} - 1\right) - \left(\frac{T_{a'}}{T_1} - \frac{T_2}{T_1}\right)}{\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_{a'}}{T_1}}. \end{aligned} \quad (8-48)$$

Kuna

$$\begin{aligned} \frac{T_{3'}}{T_1} &= \frac{T_{3'}}{T_3} \cdot \frac{T_3}{T_{a'}} \cdot \frac{T_{a'}}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_1}{p_{3'}}\right)^{\frac{k-1}{k}} \lambda \gamma \beta^{\frac{k-1}{k}} = \\ &= \left(\frac{p_1}{p_2} \frac{p_2}{p_{3'}}\right)^{\frac{k-1}{k}} \lambda \gamma \beta^{\frac{k-1}{k}} = \gamma \lambda^{\frac{1}{k}}; \quad \lambda = \frac{T_3}{T_{a'}} = \frac{p_{3'}}{p_{a'}} = \frac{p_{3'}}{p_2}; \quad \gamma = \frac{T_{a'}}{T_2}; \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}; \quad \frac{T_{a'}}{T_1} = \frac{T_{a'}}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \gamma \beta^{\frac{k-1}{k}} \text{ ja} \\ \frac{T_3}{T_1} &= \frac{T_3}{T_{a'}} \cdot \frac{T_{a'}}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \lambda \gamma \beta^{\frac{k-1}{k}}. \end{aligned}$$

siis

$$\eta_t = 1 - k \frac{\left(\gamma \lambda^{\frac{1}{k}} - 1\right) - (\gamma - 1) \beta^{\frac{k-1}{k}}}{\gamma (\lambda - 1) \beta^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (8-49)$$

Piirilise regeneratsiooni korral $T_k = T_{k'} = T_a$ ning

$$\frac{T_{k'}}{T_1} = \frac{T_k}{T_1} = \frac{T_a}{T_1} = \gamma \lambda^{\frac{1}{k}} = \gamma \beta^{\frac{k-1}{k}}$$

ehk

$$\lambda = \beta^{k-1}. \quad (8-50)$$

Asetades viimase valemiga avalduva λ väärtuse valemisse (8-49), avaldub ringprotsessi termiline kasutegur piirilise regeneratsiooni korral selliselt:

$$\eta_t = 1 - k \frac{\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\gamma \beta^{\frac{k-1}{k}} (\beta^{k-1} - 1)}. \quad (8-51)$$

Regeneratsiooni puudumisel $\gamma = 1$ ja valem (8-49) muutub identseks avaldisega (8-43).

8-12. Reaktiivmootorid

Viimase 10—15 aasta jooksul on toimunud lennunduses pidev kolbmootorite väljatõrjumine reaktiivmootorite poolt. Seda peamiselt viimaste suurema võimsuse ja suure saavutatava kiiruse tõttu. Kui kolbmootoritega lennukite kiirus küünib kuni 750 km/h, siis reaktiivlennukite maksimaalkiirus ei piirdu veel tänapäeval saavutatuga, s. o. 3000 km/h. Kolbmootoritega lennukite sellise «tagasihoidliku» kiiruse põhjuseks on propelleri kasuteguri järsk langus suurte kiiruste piirkonnas ning helikiirusest suuremate lennukiiruste saavutamatus.

Reaktiivmootor on soojusjõumasina tüübiks, kus mootori veojõud saavutatakse düüsidest väljuva gaasijoa reaktiivjõu toimel. Reaktiivjõu suund on vastupidine düüsidest väljuva gaasijoa liikumissuunale.

Reaktiivmootorile mõjuv reaktiivjõud avaldub valemiga

$$P = M(c - w), \quad (8-52)$$

kus M — ajaühikus reaktiivmootori düüsidest väljuv gaasi mass,
 c — gaasi väljavoolu kiirus düüsidest,
 w — lennuaparaadi kiirus.

Reaktiivmootorid jagunevad kahte põhirühki.

1. Ohureaktiivmootorid (otsevoolu-, pulsatsioon- ja turboreak-

tiivmootorid), kus kütuse põlemine toimub õhuhapniku baasil.

2. Rakettmootorid, kus põlemiseks kasutatakse lennuaparaadis kaasasolevat hapendajat.

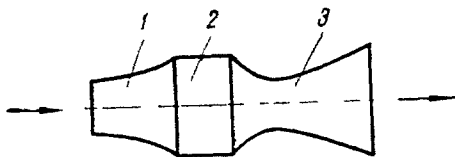
Rakettmootorite kütuseks võib olla nii tahke kui ka vedelkütus, kas eelnevalt hapendajaga segatult või segamata.

Õhureaktiivmootoreid kasutatakse peamiselt lennunduses, rakettmootorid leiavad rakendust kosmosetehnikas, meteoroloogias jn.

Ailpool käsitleme ainult reaktiivmootorite ideaalseid ringprotseesse.

8-13. Otsevoolu- ja pulsatsioonreaktiivmootorite ringprotsessid

Lihtsamaks õhureaktiivmootori tüübiks on otsevoolu reaktiivmootor (joonis 8-17), mis koosneb difuuserist (1), põlemiskambrist (2) ja reaktiivdүүsisist (3). Otsevoolu reaktiivmootori tagastatav ringprotsess kujutatuna p - v -diagrammil on täiesti analoogiline isobaarilise põlemise ja õhu isoentroopilise komprimeerimisega gaasiturbiiniseadme ringprotsessiga (vt. joonis 8-6). Reaktiivmootori liikumiskiiruse arvel komprimeeritakse õhk difuuseris algolekust 1 olekusse 2. Selle tulemusena väheneb õhu kiirus piki difuuserit (difuuseri suudmes on õhu kiirus võrdne lennuaparaadi kiirusega)



Joonis 8-17. Otsevoolu reaktiivmootori skeem. 1 — difuuser, 2 — põlemiskamber, 3 — reaktiivdүүsis.

vastavalt samaaegsele rõhu suurenemisele. Kütuse isobaarilisel põlemisel (soojuse isobaarilisel protsessi juhtimisel) läheb termodünaamiline keha olekust 2 olekusse 3. Termodünaamilise keha isoentroopilist paisumist reaktiivdүүsis väljendab joon 3-4. Joon 4-1 kujutab reaktiivdүүsisist väljuvate gaaside isobaarilist jahtumist väliskeskkonnas. Reaktiivdүүsisist väljumisel on termodünaamilisel kehal kineetiline energia, mis p - v -diagrammil võrdub pindalaga $\square b34ab$. Pindala $\square a12ba$ on aga ekvivalentne õhu komprimeerimistööga difuuseris. Reaktiivjõu töö, olles võrdne reaktiivdүүsis gaasi poolt tehtud töö ning õhu komprimeerimiseks tarbitud töö vahega, avaldub p - v -diagrammil pindalana $\square 12341$.

Otsevoolu reaktiivmootori termiline kasutegur (vt. valem (8-23))

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (8-53)$$

Teiselt poolt, termodünaamilise keha kineetilise energia muutus adiabaatilisel komprimeerimisel difuusoris avaldub:

$$\frac{c_1^2 - c_2^2}{2} = i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1), \quad (8-54)$$

kus c_1 ja c_2 tähistavad vastavalt termodünaamilise keha kiirust difuusoris sisenemisel ja sealt väljumisel.

Võrranditest (3-38) ja (8-54) järgneb, et

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 1 + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2c_p T_1} \quad (8-55)$$

ning otsevoolu reaktiivmootori termiline kasutegur

$$\eta_t = \frac{1}{1 + \frac{2c_p T_1}{c_1^2 - c_2^2}}. \quad (8-56)$$

Esimeses lähenduses $c_2 \approx 0$ ning

$$\eta_t = \frac{1}{1 + 2c_p \frac{T_1}{c_1^2}}. \quad (8-57)$$

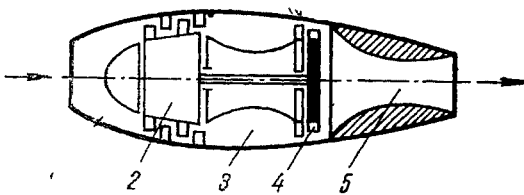
Võrrandi (8-57) analüüsist selgub, et otsevoolu reaktiivmootori termiline kasutegur sõltub oluliselt lennuaparaadi kiirusest ning kasvab kiiruse suurenemisel. Paigalseisul $c_1 = 0$ ja $\eta_t = 0$ ning otsevoolu reaktiivmootor veojõudu ei arenda. Kiirusel $c_1 = 100$ m/s on otsevoolu reaktiivmootori termiline kasutegur $\eta_t \approx 0,018$, kiirusel 1100 m/s aga $\sim 0,65$. See on põhjuseks, miks otsevoolu reaktiivmootoreid kasutatakse ainult suurte kiirustel ($M > 1$).

Pulsatsioonreaktiivmootoris, erinevalt eelpool vaadeldavast, toimub kütuse põlemine isohooriliselt. Selleks on nad seadistatud $v = konst.$ põlemisega gaasiturbiinseadmes kasutatava põlemiskambriga (vt. joonis 8-13). Termodünaamilise keha komprimeerimine toimub difuusoris lennuaparaadi enese kiiruse poolt tekitatava rõhu arvel. Pulsatsioonreaktiivmootori ringprotsess on täiesti analoogiline isohoorilise põlemisega gaasiturbiinseadme ringprotsessiga ning tema termiline kasutegur avaldub valemiga (8-43).

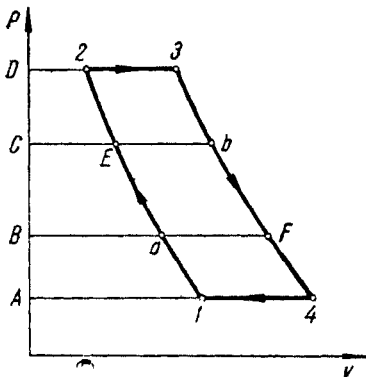
Tänu isohoorilisele soojuse protsessi viimisele osutub pulsatsioonreaktiivmootori termiline kasutegur samal rõhutõusuastmel otsevoolu reaktiivmootori termilisest kasutegurist kõrgemaks. Seetõttu saab pulsatsioonreaktiivmootorit kasutada juba suhteliselt madalatel lennukiirustel.

8-14. Turboreaktiivmootori ringprotsess

Turboreaktiivmootor on kaasajal lennunduses kõige levinumaks reaktiivmootori tüübiks. Turboreaktiivmootori skeem on toodud joonisel 8-18. Turboreaktiivmootori põhisõlmedeks on difuusor (1), kompressor (2), mida käivitab gaasiturbiin (4), põlemiskamber (3) ja reaktiivdүүs (5). Turboreaktiivmootori ideaalse ringprotsessi p - v -diagramm on toodud joonisel 8-19. Õhk suundub kiirusel c_1 (lennuaparaadi kiirus) ja keskkonna rõhul p_1 mootori difuusorisse (punkt 1), kus kiiruse alanemisel rõhk suureneb p_a -ni (punkt a). Kompressoris toimub termodünaamilise keha täiendav isoentroopiline komprimeerimine rõhuni p_2 . Komprimeerimistöö difuusoris ja kompressoris avalduvad vastavalt pindaladena $\square A1aBA$ ja $\square Ba2dB$. Difuusorist suundub õhk põlemiskambrisse, kus toimub kütuse isobaariline põlemine (lõik 2-3). Termodünaamiline keha,



Joonis 8-18. Turboreaktiivmootori skeem. 1 — difuusor, 2 — kompressor, 3 — põlemiskamber, 4 — gaasiturbiin, 5 — reaktiivdүүs.



Joonis 8-19. Turboreaktiivmootori ringprotsessi kujutamine p - v -diagrammil.

lähides turbiini, paisub isoentroopiliselt rõhuni p_b (punkt b). Turbiini töö vastab õhu komprimeerimistööle, s. o. $\square D3bCD = \square D2aBD$. Turbiinist väljuv gaas paisub reaktiivdüüsi lähimisel isoentroopiliselt keskkonna rõhuni (punkt l). Reaktiivjõu poolt tehtav kasulik töö avaldub pindalana $\square 1234l$, sest et $\square 23bE2 = \square BaECB$.

Turboreaktiivmootori termiline kasutegur avaldub valemiga (8-53).

Kuna summaarne rõhutõusuaste turboreaktiivmootoris sõltub vähe rõhu suurenemisest difuuseris, siis ka vaadeldava ringprotsessi termiline kasutegur sõltub vähe lennuaparaadi kiirusest.

Turboreaktiivmootori ringprotsessi võib vaadelda tinglikult kaheosalisena (joonis 8-19): gaasiturbiiniringprotsess $a23Fa$ ja otsevooluringprotsess $1aF4l$ vastavalt termiliste kasuteguritega

$$\eta_t^I = 1 - \left(\frac{p_a}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (8-58)$$

ja

$$\eta_t^{II} = 1 - \left(\frac{p_1}{p_a} \right)^{\frac{k-1}{k}} \approx \frac{1}{1 + \frac{2c_p T_1}{c_1^2}} \quad (8-59)$$

Turboreaktiivmootori termiline kasutegur, arvestades seoseid (8-58) ja (8-59), avaldub:

$$\eta_t = 1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 1 - \left(\frac{p_a}{p_2} \frac{p_1}{p_a} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 1 - \left(\frac{p_a}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2c_p T_1}{c_1^2}} \right)$$

ehk

$$\eta_t = 1 - \frac{\left(\frac{p_a}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 + \frac{2c_p T_1}{c_1^2}} \quad (8-60)$$

Arvestades sellega, et $a = \sqrt{kRT_1}$ ja $M = (c_1/a)$, võib turboreaktiivmootori termilise kasuteguri avaldada ka selliselt:

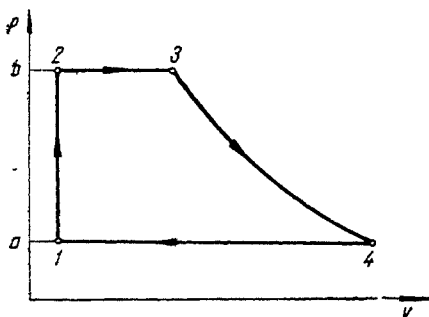
$$\eta_t = 1 - \frac{\left(\frac{p_a}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \quad (8-61)$$

8-15. Rakettmootorite ringprotsessid

Sõltuvalt kasutatava kütuse liigist jagatakse rakettmootorid tahke- ja vedelkütteraketmootoriteks.

Tahkekütuse rakettmootorites kütuse põlemisel tekkinud gaasid avaldavad düüsi läbimisel mootorile reaktiivjõudu.

Vedelkütteraketmootorite puhul suunatakse pumpade abil põlemiskambriisse nii kütus kui ka hapendaja. Kui hapendaja on eelnevalt kütusega segatud, langeb kahe pumba kasutamise vajadus ära. Vedelkütteraketmootori ideaalse ringprotsessi p - v -diagramm on esitatud joonisel 8-20. Joon 1-2 väljendab kütuse ja hapendaja komprimeerimist pumbas algrõhult p_1 rõhule p_2 . Kuna vedelik on vähe kokkusurutav, siis kulgeb komprimeerimisjoon 1-2 praktiliselt vertikaalselt. Pumba poolt tarbitav töö $l_p = \square a12ba = v(p_2 - p_1)$.



Joonis 8-20. Vedelkütteraketmootori ringprotsessi kujutamine p - v -diagrammil.

Kütuse isobaarilisele põlemisele 2-3 järgneb põlemisgaaside isoentropiline paisumine 3-4 reaktiivdüüsis. Ringprotsessi suleb termodünaamilise keha isobaariline jahtumine 4-1.

Vedelkütteraketmootori termiline kasutegur:

$$\eta_t = \frac{l - l_p}{q_1} = \frac{(i_3 - i_4) - v(p_2 - p_1)}{i_3 - i_2} \quad (8-62)$$

Kuna $l_p \ll l$, siis

$$\eta_t \approx \frac{i_3 - i_4}{i_3 - i_2} \quad (8-63)$$

9. Aurujõuseadmete ringprotsessid.

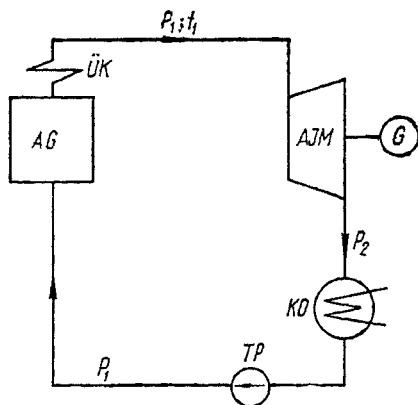
9. Liitringprotsessid

9-1. Aurujõuseadme skeem

Kõige levinumateks soojusjõuseadmeteks statsionaarses soojusenergeetikas on aurujõuseadmed. Tänapäeval toodetakse ligikaudu 83—85% kogu elektrienergiast soojuselektrijaamades, kus termodünaamiliseks kehaks on veeaur. Veeauru kasutamine gaasilise keha asemel tingib soojusjõuseadmete töös olulisi erinevusi. Peamine on termodünaamilise keha agregaatoleku muutus aurujõuseadme ringprotsessis.

Veeauru ulatusliku rakendamise tõttu energeetikas on tema omaduste uurimine ja soojustehniliste parameetrite määramine tänapäeval pidevalt teaduse tähelepanu keskpunktis. Mitmed, nii teoreetilised kui ka praktilised, katsed veest paremate termodünaamiliste omadustega kehade kasutamiseks aurujõuseadmetes ei ole andnud soovitud tulemusi.

Elementaarse aurujõuseadme skeem on toodud joonisel 9-1. Aurugeneraatorisse (AG) pumbatav vesi muundub isobaarilises kuumutus- ja aurustumisprotsessis kuivaks küllastunud auruks, mille temperatuur tõstetakse aurülekuumendis (UK) vajaliku kõrguseni. Aurugeneraatoris toimuvate protsesside tulemusena (vee kuumutamine ja aurustamine, auru ülekuumendamine) saab termodünaamiline keha soojushulga q_1 . Aurülekuumendist läheb aur aurujõumasinasse (AJM), milles ta paisub adiabaatiliselt algparameetritelt p_1 ja T_1 lõpprõhuni p_2 . Tänapäeva soojuselektrijaamas on aurujõumasinaks auruturbiin. Auru paisumisel turbiinis tehtav kasulik töö kasutatakse elektrigeneraatori (G) käivitamiseks. Soojusjõumasinast väljuv aur kondenseerub kondensaatoris (KO), kusjuures vabaneb soojushulk q_2 . Kondensaat pumbatakse toitepumba (TP) abil aurugeneraatorisse. Auru temperatuur kondensaatoris ning koos sellega ka auru rõhk soojusjõumasina



Joonis 9-1. Aurujõuseadme skeem. *AG* — aurugeneraator, *ÜK* — auru ülekuumendi, *AJM* — aurujõumasin, *G* — generaator, *KO* — kondensaator, *TP* — toitepump.

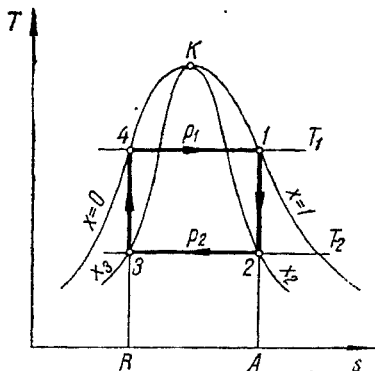
järele p_2 on määratud peamiselt kondensaatori soojusvahetuspinna temperatuuriga. Kondensaatorit jahutatakse tavaliselt looduslike veekogude veega või suletud jahutussüsteemi abil (näiteks gradiirsüsteem). Auru kondenseerumisel vabanev soojus kandub kondensaatorit läbivale jahutusveele, mille temperatuur seejuures mõnevõrra tõuseb. Kondensaatorit ajaühikus läbiva jahutusvee massi ja kondenseeruva auru massi suhet nimetatakse jahutusvee tsirkulatsiooni kordarvuks. Tsirkulatsiooni kordarv asub piirides 50–150.

9-2. Carnot' ringprotsess

Carnot' ringprotsessi tehnilist realiseerimist gaasilise termodünaamilise keha korral takistab peamiselt soojuse isotermiline protsessi viimise ja isotermiline protsessist eemaldamise vajadus. Seda raskust on võimalik ületada vaid osaliselt. Seetõttu, näiteks, kasutatakse gaasiturbiinseadmetes soojuse ringprotsessi viimise ja sealt eemaldamise võimalikuks lähendamiseks $T = \text{konst.}$ protsessile mitmeastmelist õhu komprimeerimist ja mitmeastmelist kütuse põletamist.

Carnot' ringprotsessi on võimalik tehniliselt realiseerida, kui termodünaamiliseks kehaks on küllastunud aur.

Tehniliselt on soojuse isobaariline ülekandmine termodünaamilise keha voolusele lihtsasti teostatav. Gaasilise keha puhul põhjustab soojuse isobaariline juurde- või äravool vastavalt tema temperatuuri tõusu või alanemist. Kui termodünaamiliseks kehaks on aga termodünaamilises tasakaalus olev kahefaasiline aine (näisake aur), on isobaariline protsess ühtlasi ka isotermiliseks protsessiks. Sellest tulenevalt ühtuvad isobaarid ja isotermid aine olekudiagrammil piirkõveratevahelises alas.



Joonis 9-2. Carnot' ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil (niiske aur).

Carnot' ringprotsess niiske auru piirkonnas on kujutatud Ts -diagrammil joonisel 9-2. Joon 1-2 vastab küllastunud auru isoentropilisele paisumisele soojusjõumasinas rõhult p_1 rõhuni p_2 . Paisumisel aur niiskub ja omandab kuivusastme x_2 . Sellele järgnevalt kondenseerub aur kondensaatoris, kuid mitte täielikult, vaid kuivusastmeni x_3 (joon 2-3). Kondensaatorist väljuv niiske aur komprimeeritakse kompressoris isoentropiliselt paisumise lõpprõhult p_2 algrõhuni p_1 (algtemperatuurini T_1 , joon 3-4). Kompressorist küllastustemperatuuril (punkt 4) aurugeneraatorisse sisenev vesi muundub isobaarilis-isotermilises kuumutusprotsessis kuivaks küllastunud auruks (joon 4-1). Aurujõuseade, milles kirjeldatud Carnot' ringprotsess võiks toimuda, erineb joonisel 9-1 toodud aurujõuseadme skeemist selle poolest, et siin on toitepump asetatud niiske auru kompressoriga ja aurugeneraatoril puudub auruülekumendi.

Niiske auru piirkonnas toimuvasse Carnot' ringprotsessi viidud soojushulk võrdub vee aurustumissoojusega rõhul p_1 , s. o. $q_1 = r_1$. Soojushulk q_1 avaldub Ts -diagrammil pindalana $\square B41AB$. Ringprotsessist eemaldatav soojushulk (kondensaatori jahutusveele üleantav soojus) $q_2 = (x_2 - x_3)r_2$. Siinjuures tähistab r_2 vee aurustumissoojust auru kondenseerumise rõhul p_2 . Soojushulk q_2 on Ts -diagrammil ekvivalentne pindalaga $\square A23BA$.

Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur avaldub valemiga

$$\eta_c = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - (x_2 - x_3) \frac{r_2}{r_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (9-1)$$

Niiske auru piirkonnas veeauruga toimuva Carnot' ringprotsessi ülemiseks võimalikuks temperatuurinivooks (soojusallika temperatuuriks) on veeauru kriitiline temperatuur $t_k = 374,15^\circ\text{C}$. Alumine temperatuuri piir (jahutaja temperatuur) asub prakti-

selt vahemikus $20-30^{\circ}\text{C}$. Kui $T_1 = T_h$, langeksid punktid 1 ja 4 ühte (joonis 9-2) ning ringprotsessis tööd ei tehta. Seega võib tegelikult kasutatavaks temperatuuri ülemiseks piiriks olla $340-350^{\circ}\text{C}$, millele vastab Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur $\eta_c \approx 0,5$.

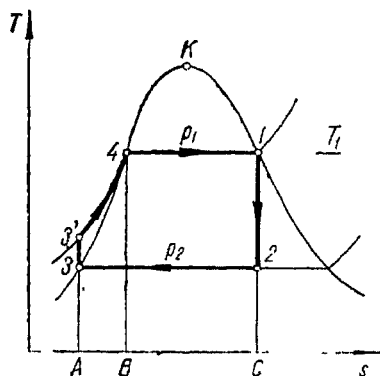
Olgugi et Carnot' ringprotsess on niiske auru piirkonnas tehniliselt realiseeritav, on tema praktiline rakendamine seotud siiski mitmete raskustega. Neist peamiseks on niiske auru kompressori keerukas konstruktsioon, tema madal sisemine suhteline kasutegur ja samuti auru niiskumine paisumisel soojusjõumasinas (seda eriti kõrge algrõhu korral).

9-3. Tagastatav Rankine'i ringprotsess

Vaadeldav ringprotsess esitati *W. Rankine'i* poolt. *W. Rankine* oli üks esimesi aurujõuseadmete teooria rajajaid.

Rankine'i ringprotsessis, erinevalt Carnot' ringprotsessist, kus $x_3 > 0$, kondenseerub aur kondensaatoris täielikult. Sellisel juhul ei komprimeerita protsessi osas 3-4 mitte väikese tihedusega niisket auru, vaid vett, ning Carnot' ringprotsessil töötava aurujõuseadme skeemis paiknev keeruka konstruktsiooniga niiske auru kompressor asendub tunduvalt lihtsama seadmega —toitepumbaga. Pumba poolt tarbitav töö, tänu vee väikesele kokkusurutavusele, on tunduvalt väiksem niiske auru komprimeerimiseks vajalikust tööst. Niiske auru ja vee komprimeerimiseks vajalik töö võivad teineteisest erineda isegi 150—200 korda.

Küllastunud auruga toimuva tagastatava Rankine'i ringprotsessi Ts -diagramm on esitatud joonisel 9-3. Joon 1-2 kujutab auru isoentroopilist paisumist soojusjõumasinas algrõhult p_1 kuni kondensaatori rõhuni p_2 , 2-3 auru täielikku isobaar-isotermilist kondenseerumist kondensaatoris, 3-3' vee tagastatavat adiabaatilist



Joonis 9-3. Rankine'i ringprotsessi kujutamise Ts -diagramm (niiske aur).

komprimeerimist toitepumbas rõhult p_2 rõhuni p_1 , 3'-4 vee isobaarilist kuumutamist aurugeneraatoris ja 4-1 vee isobaar-isotermilist aurustumist aurugeneraatoris. Madalate rõhkude puhul (kuni 3 MPa) ühtuvad isobaarjooned vee piirkonnas praktiliselt alumise piirkõveraga. See võimaldab käsitleda vee kuumutusprotsessi lihtsustatuna, nagu toimuks see mööda alumist piirkõverat (vt. V ptk.).

Niiske auru piirkonnas toimuva Rankine'i ringprotsessi termiline kasutegur on samas temperatuurivahemikus toimuva Carnot' ringprotsessi termilisest kasutegurist väiksem, sest vee kuumamine ei toimu esimesel juhul (joon 3'-4) isotermiliselt, vaid isobaariliselt. Sellest tingituna suundub soojus Rankine'i ringprotsessi madalamal keskmisel temperatuuril kui Carnot' ringprotsessi (vt. joonis 9-3), s. t.

$$T_1 > \frac{1}{s_1 - s_3} \int_{(3'41)} T ds = \bar{T}_1.$$

Arvestades ringprotsesside realiseerimise tegelikke tingimusi ning vee komprimeerimise väiksemat tagastamatust (võrreldes niiske auru komprimeerimisega), võib Rankine'i ringprotsessil töötava aurujõuseadme efektiivne kasutegur olla Carnot' ringprotsessil töötava soojusjõuseadme efektiivsust isegi kõrgem (on eeldatud, et mõlemad ringprotsessid toimuvad samas temperatuurivahemikus).

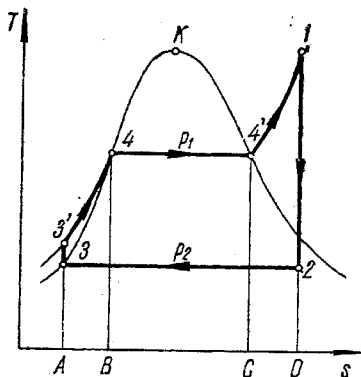
Ülekuumendatud auru kasutamisega on võimalik märgatavalt suurendada Rankine'i ringprotsessi termilist ja aurujõuseadme efektiivset kasutegurit. Ülekuumendatud auruga toimuv Rankine'i ringprotsess on kujutatud Ts -diagrammil joonisel 9-4. Erinevalt joonisest 9-3, väljendab joon 4'-1 auru isobaarilist ülekuumendamist aurugeneraatori ülekuumendis. Jooniselt selgub, et auru ülekuumenduse kasutamisel on soojuse protsessi viimise keskmine temperatuur \bar{T}_1 kõrgem kui küllastunud auruga toimivas ringprotsessis. Ülekuumendatud auru rakendamine vähendab samuti aurujõuseadme väljuva auru lõppniiskust (punkt 2) (adiabaatilisel paisumisel auru lõppniiskuse vähenemine vastavalt auru algtemperatuuri tõusule). Auru lõppniiskuse vähenemisel paranevad ka turbiini viimaste astmete töötingimused ja suureneb masina sisemine suhteline kasutegur.

Ülekriitiliste auruparameetrite korral omab Rankine'i ringprotsess Ts -diagrammil joonisel 9-5 toodud kuju.

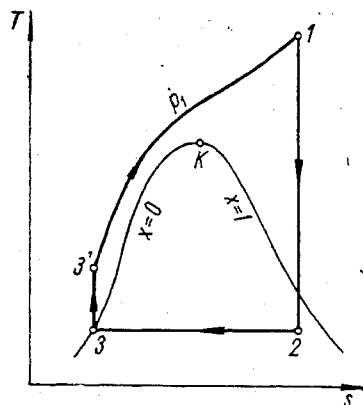
Ülekuumendatud auruga Rankine'i ringprotsess on tänapäeva aurujõuseadmete põhiringprotsessiks.

Termodünaamilisele kehale aurugeneraatoris üleantud soojushulk

$$q_1 = i_1 - i_3, \quad (9-2)$$



Joonis 9-4. Rankine'i ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil (ülekuumendatud aur).



Joonis 9-5. Rankine'i ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil ülekrüütiliste auruparameetrite puhul.

ning ringprotsessist eemaldatav soojushulk

$$q_2 = i_2 - i_2', \quad (9-3)$$

kus i_1 — auru entalpia soojusjõumasinasse sisenemisel,
 i_2 — auru entalpia isoentroopilise paisumisprotsessi lõpul aurujõumasinas,
 i_3 — vee entalpia pumbast väljumisel,
 i_2' — vee entalpia küllastusrõhul p_2 (alumisel piirkõveral*).

Ringprotsessis tehtud töö

$$l = q_1 - q_2 = (i_1 - i_2) - (i_3 - i_2'). \quad (9-4)$$

Siinjuures vahe $l_t = i_1 - i_2$ väljendab auru isoentroopilist paisumistööd soojusjõumasinas ning vahe $l_p = i_3 - i_2'$ tööde vee isoentroopiliseks komprimeerimiseks pumbas. Pumba töö

$$l_p = i_3 - i_2' = \int_{p_2}^{p_1} v dp \approx v(p_1 - p_2). \quad (9-5)$$

* Olekuparameetrid alumisel piirkõveral on tähistatud indeksiga ('), ülemisel piirkõveral aga indeksiga (") (vt. V ptk.).

Rankine'i ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_R = \frac{l}{q_1} = \frac{(i_1 - i_2) - (i_3' - i_2')}{i_1 - i_3'} \approx \frac{h - v(p_1 - p_2)}{i_1 - i_3'}, \quad (9-6)$$

kus $h = l_1 = i_1 - i_2$ tähistab kasutatavat isoentroopilist soojuslangu. Kasutatava isoentroopilise soojuslangu h määramiseks on sobiv kasutada veeauru i -diagrammi.

Arvestades seda, et vee entalpia pumbast väljumisel

$$i_3 = i_2' + \int_{p_2}^{p_1} v dp \approx i_2' + v(p_1 - p_2), \quad (9-7)$$

valem (9-6) omandab kuju (täpne valem*):

$$\eta_R = \frac{h - \int_{p_2}^{p_1} v dp}{(i_1 - i_2') - \int_{p_2}^{p_1} v dp}. \quad (9-8)$$

Tehnilistes arvutustes kasutatakse valemit (9-8) sageli lihtsustatud kujul:

$$\eta_R = \frac{h - v(p_1 - p_2)}{(i_1 - i_2') - v(p_1 - p_2)}. \quad (9-9)$$

Kuni rõhuni $p_1 \leq 3$ MPa võib valemi (9-9) asemel küllaldase täpsusega kasutada seost

$$\eta_R = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2'} = \frac{h}{i_1 - i_2'}, \quad (9-10)$$

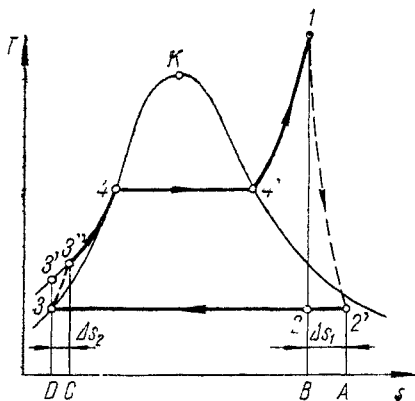
sest siis $l_p \leq l$.

9-4. Tagastamatu Rankine'i ringprotsess

Vaatleme sisemiselt tagastamatut Rankine'i ringprotsessi.

Tagastamatu Rankine'i ringprotsess on esitatud Ts -diagrammil joonisel 9-6. Tagastamatusest tingituna suureneb termodünaamilise keha entroopia nii auru paisumisel kui ka vee komprimeerimisel (tagastamatud adiabaatilised protsessid). Juhul kui aurujõumasinast väljub niiske aur, on auru temperatuur nii tagastatava kui ka tagastamatu paisumisprotsessi lõpul sama, küll aga muutub auru niiskus.

* Vt. ka valem (5-49).



Joonis 9-6. Tagastamatu Rankine'i ringprotsessi kujutamise Ts -diagrammil.

Tagastamatus adiabaatilises protsessis tehtud paisumistöö

$$l_t' = h' = i_1 - i_2,$$

kusjuures suurust h' nimetatakse kasutatud adiabaatiliseks soojuslanguks.

Kuna $i_2' > i_2$, siis $l_t > l_t'$ ehk $h > h'$. Vahe $h - h' = h_k$ (vt. VI ptk.) on ekvivalentne Ts -diagrammil kujutatud pindalaga $\square A2'2BA$. Soojusjõumasina suhteline sisemine kasutegur

$$\eta_{oi} = \frac{i_1 - i_2'}{i_1 - i_2} = \frac{h'}{h}. \quad (9-11)$$

Pumba suhteline sisemine kasutegur

$$\eta_{oi}^p = \frac{i_3 - i_2'}{i_3 - i_2}. \quad (9-12)$$

Kaasaja auruturbiinide ja pumpade suhteline sisemine kasutegur asetseb 0,85–0,90 piires.

Tagastamatus Rankine'i ringprotsessis tehtud töö

$$l' = (i_1 - i_2') - (i_3' - i_2') = (i_1 - i_2) \eta_{oi} - \frac{i_3 - i_2'}{\eta_{oi}^p}. \quad (9-13)$$

Tuginedes avaldistele (9-13) ja (9-4), aurujõuseadme suhteline sisemine kasutegur võrdub:

$$\eta_{oi}' = \frac{l'}{l} = \frac{h \eta_{oi} - \frac{i_3 - i_2'}{\eta_{oi}^p}}{h - (i_3 - i_2')} = \frac{h' - \frac{i_3 - i_2'}{\eta_{oi}^p}}{h - (i_3 - i_2')}. \quad (9-14)$$

Kuna pumba poolt tarbitav töö, võrreldes ringprotsessi tööga, on väike ja η_{oi} ning η_{oi}^p asetsevad samas suurusjärgus, siis ligikaudsetes arvutustes loetakse $\eta_{oi} = \eta_{oi}^p$.

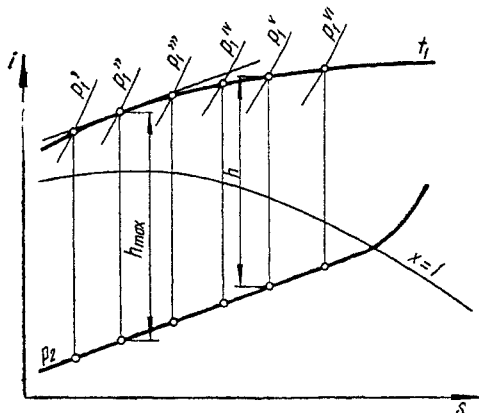
9-5. Auru alg- ja lõpp-parameetrite mõju Rankine'i ringprotsessi termilisele kasutegurile

Rankine'i ringprotsessi termilise kasuteguri avaldisest (9-8) nähtub, et ta sõltub kasutatavast isoentroopilisest soojuslangust h , auru entalpiast soojusjõumasinasse sisenemisel i_1 , vee entalpiast i_2' kondensaatorist väljumisel ja toitepumba poolt tarbitavast tööst $\int_{p_2}^{p_1} v dp$. Kõik loetletud suurused on aga omakorda sõltuvad auru alg- ja lõpp-parameetritest, s. t. sellistest suurustest nagu p_1 , t_1 ja p_2 .

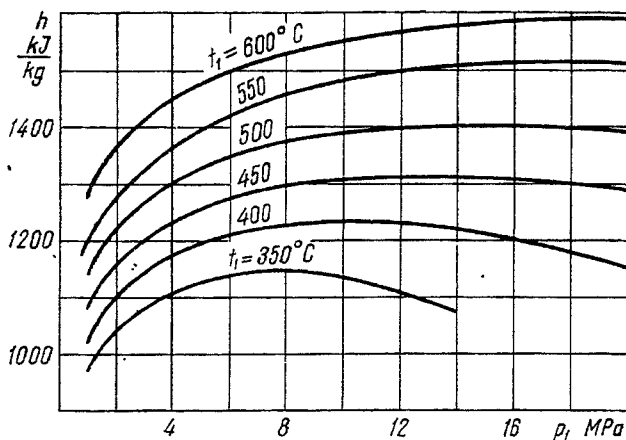
Vaatleme esiteks auru algparameetrite mõju kasutatavale isoentroopilisele soojuslangule h . Selleks määrame is -diagrammilt (joonis 9-7) entalpiajangu h mitmesugusel auru algrõhul, kuid püsival temperatuuril t_1 ja konstantsel lõpprõhul p_2 . Selgub, et rõhu kasvamisega suureneb h esialgu kiiresti maksimumini ning pärast seda hakkab aeglaselt kahanema (joonis 9-8). Maksimaalne h väärtus on leitav tingimusest

$$\left(\frac{\partial i_1}{\partial s}\right)_{T_1} = \left(\frac{\partial i_2}{\partial s}\right)_{p_2}. \quad (9-15)$$

Vastavalt valemile (9-15) on maksimaalse kasutatava isoentroopilise entalpiajangu leidmiseks vaja is -diagrammil tõmmata joonele $t_1 = \text{konst.}$ puutuja, mis oleks paralleelne sirgega $p_2 = \text{konst.}$ (niiske auru piirkonnas). Saadud paralleeljoonte verti-



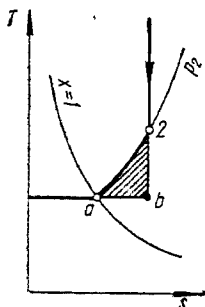
Joonis 9-7. Isoentroopiliste soojuslangude määramist selgitav skeem.



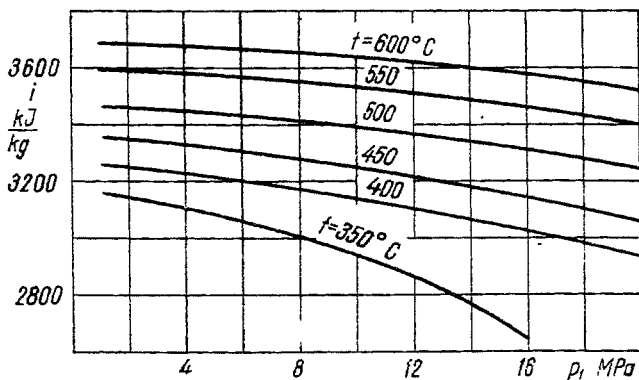
Joonis 9-8. Isoentroopilise soojuslangu sõltuvus veeauru algparameetritest.

kaalne vahekaugus määrabki auru maksimaalse entalpialangu auru antud algtemperatuuril ja ühtlasi ka rõhu p_1 , mille juures see maksimaalne entalpialang esineb. Temperatuuri t_1 suurenemisel nihkuvad maksimaalsed entalpialangud kõrgema rõhu suunas. Antud $p_1 = \text{konst.}$ korral suureneb h temperatuuri tõusmisel.

Auru algrõhu tõusmisel ($t_1 = \text{konst.}$ juures) suureneb nii pumba poolt tarbitav töö kui ka auru lõppniiskus paisumisel. Madalate algrõhkude puhul võib auru paisumise lõppolekut iseloomustav punkt 2 (joonis 9-9) paikneda ülekuumendatud auru piirkonnas. Sellisel juhul q_2 ei koosne mitte ainult auru kondenseerumissoojusest, vaid talle lisandub auru ülekuumendussoojus Δq . Sellest tingituna väheneb ringprotsessist saadav töö. Viimane on Ts -diagrammil ekvivalentne pindalaga $\Delta l = \square 2ba2$ (viirutatud pind joonisel 9-9). Antud t_1 puhul rõhu suurenemisel Δl väheneb.



Joonis 9-9. Auru ülekuumendussoojuse Δq mõju selgitav Ts -diagramm.

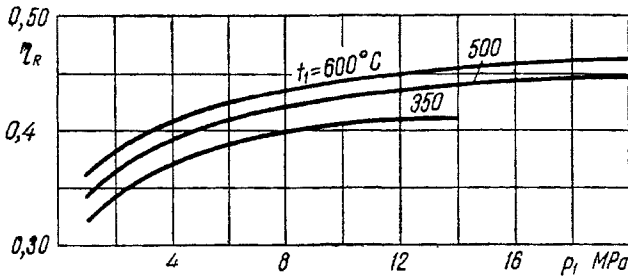


Joonis 9-10. Veeauru entalpia sõltuvus auru algparameetritest.

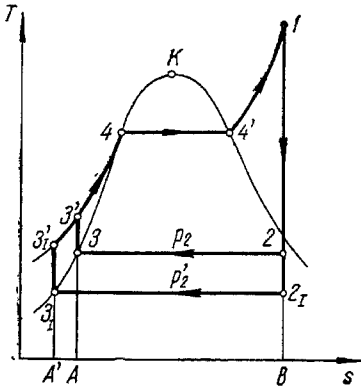
Rõhu suurenemisel ($t_1 = \text{konst.}$) auru entalpia väheneb (joonis 9-10) ning väheneb ka ringprotsessi antav soojushulk q_1 . Sellest tingituna kasvab Rankine'i ringprotsessi termiline kasutegur rõhu p_1 suurenemisel püsival temperatuuril t_1 algul intensiivselt, hiljem juurdekasv aeglustub ning õige kõrgetel rõhkudel hakkab aeglaselt alanema (joonis 9-11). Ühtlasi nihkub auru isoentroopiline paisumisjoon Ts -diagrammil vasakule, lõppniiskus suureneb ja koos sellega suurenevad ka kaod soojusjõumasinas. Samas suunas muutuvad ka toitepumba poolt tarvitav töö ja kaod pumbas. Järelikult, alates teatud rõhust p_1 ei kompenseeri ringprotsessi termiline kasuteguri suurenemine enam mainitud kadusid. Sellest tulenevalt omab aurujõuseadme efektiivne kasutegur kui auru algrõhu funktsioon ($t_1 = \text{konst.}$ juures) maksimumi (optimumi). Mida kõrgem on auru algtemperatuur ja suurem vasturõhk p_2 , seda kõrgem on optimaalse auru algrõhu väärtus (nii t_1 kui ka p_2 suurenemisel väheneb auru lõppniiskus).

Auru algtemperatuuri tõusmisel ($p_1 = \text{konst.}$) Rankine'i ringprotsessi termiline kasutegur suureneb (joonis 9-11), sest t_1 tõusmisel suureneb keskmine temperatuur, mille juures soojus suundub ringprotsessi. Mis puutub aga auru temperatuuri mõjusse aurujõuseadme suhtelisele sisemisele kasutegurile, siis viimane suureneb t_1 suurenemisel, sest auru lõppniiskus väheneb. Kõvera $\eta_{oi} = \eta(t_1)$ tõus alates auru teatud algtemperatuurist väheneb. See on põhjustatud sellest, et alates teatud t_1 väärtusest väljub aur soojusjõumasinast ülekuumendatuna ning kondenseerumissoojusele lisandub veel ülekuumendussoojus Δq .

Auru ülekuumendustemperatuuri piirväärtused (maksimaalselt 650°C) on kaasaja aurujõuseadmetes piiratud aurugeneraatorite aurülekuumendite metalli mehaanilise tegevuse ja korrosiooni-kindlusega. Kõige levinumaks aurülekuumendustemperatuuriks



Joonis 9-11. Rankine'i ringprotsessi termilise kasuteguriga sõltuvus veeauru algparameetritest



Joonis 9-12. Rankine'i ringprotsessi kujutamise Ts -diagrammil erinevatel auru paisumise lõpprõhkudel ($p_2' < p_2$).

on 540–570 °C. Nagu märkisime, ringprotsessi termodünaamilise efektiivsuse seisukohalt vastab igale antud temperatuurile t_1 optimaalne p_1 . Sellisest seosest on praktikas ka kinni peetud. Tänapäeval on maksimaalseks kasutatavaks auru algrõhuks 30–35 MPa.

Koos vasturõhu p_2 muutusega (auru kindlatel algparameetritel p_1 ja t_1) muutub auru kondenseerumistemperatuur t_2 ning koos sellega ka ringprotsessist soojuste eemaldumise keskmine temperatuur. Ts -diagrammilt (joonis 9-12) nähtub, et vasturõhu vähenemisel p_2 -lt p_2' -le suureneb ringprotsessi töö $\Delta l = \square 22_1 3_1 3'_1 3'_1 3_2$ ja ringprotsessi antav soojust $\Delta q_1 = \square A' 3'_1 3'_1 A A'$ võrra. Kuna $\Delta l > \Delta q_1$, siis vasturõhu vähenemisel Rankine'i ringprotsessi termiline kasutegur suureneb. Soojusjõuseadmete vasturõhk on piiratud kondensaatori jahutusvee temperatuuriga ning ta minimaalne väärtus asetseb $p_2 = 0,003 - 0,005$ MPa piires. Auru isentroopilise paisumise lõpp-temperatuuri alanemise mõju Rankine'i ringprotsessi termilisele kasutegurile ei ole ekvivalentne auru algtemperatuuri tõu-

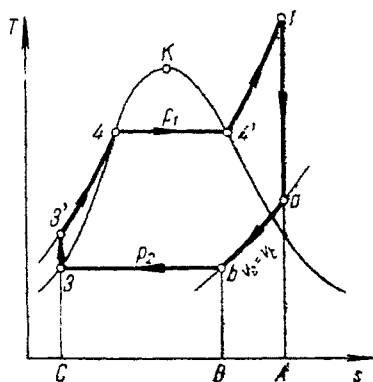
suga sama suuruse võrra (vt. II ptk.). Sellest tingituna tuleb aurujõuseadmete eksploatatsioonil pöörata erilist tähelepanu sügava vaakumi saavutamisele ja hoidmisele aurujõumasina kondensatoris.

On võimalikud ka kondensaatorita aurujõuseadmed.

Kui aur paisub otseselt atmosfääri, on paisumise lõpprõhuks atmosfääri rõhk. Auru paisumisel atmosfääri on aurugeneraatorisse suunduva toitevee temperatuur tavaliselt madalam väliskeskkonna rõhule vastavast küllastustemperatuurist ning vee kuumutamiseks vajalik soojushulk on suurem vee kuumutamiseks vajalikust soojushulgast auru paisumisel kondensaatori rõhuni.

9-6. Mayeri ringrotsess

Rankine'i ringrotsess on soojusjõuseadme pööringrotsessiks, kui soojusjõumasinaks on auruturbiin. Aur paisub auruturbiinis vasturõhuni p_2 , s. t. väljub masinast rõhul p_2 . Kui aurujõumasinaks on kolbaurumasin, on auru paisumise lõpprõhk p_a (vt. joonis 9-13) kõrgem vasturõhust p_2 . See on tingitud asjaolust, et aurumasin silindris auru paisumisel rõhuni $p_a > p_2$ avaneb väljalaskeklapp ning aur, paiskudes väliskeskkonda (atmosfääri, kondensaatorisse), paisub vasturõhuni juba väljaspool masina silindrit. Sellest tulevalt toimub soojuse eemaldumine aurult tema rõhu muutusel p_a -lt p_2 -ni isohooriliselt ning sellele järgnevalt, kuni täieliku kondenseerumiseni — isobaariliselt. Kirjeldatule vastavat ringrotsessi tuntakse Mayeri ringrotsessina. Mayeri ringrotsess kujutatuna Ts -diagrammil on esitatud joonisel 9-13. Sellel joonisel: $1-a$ — auru isoentroopiline paisumine soojusjõumasinas, $a-b$ — auru isohooriline jahtumine, $b-3$ — auru isobaariline kondenseerumine, $3-3'$ — vee adiabaatiline komprimeerimine pumbas, $3'-4-4'-1$ — vee kuumutamine ja aurustamine ning auru ülekuumendamine aurugeneraatoris.



Joonis 9-13. Mayeri ringrotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Mayeri ringprotsessi antud soojushulk võrdub Rankine'i ringprotsessi antud soojushulgaga — $q_1 = i_1 - i_3, = \square C3'44'1AC$. Ringprotsessist eemaldatav soojushulk koosneb kahest osast. Esimene osa $q_2' = u_a - u_b$ on Ts -diagrammil ekvivalentne pindalaga $\square AabBA$ ning ta eemaldub ringprotsessist auru isohoorilisel jahtumisel; teine osa $q_2'' = i_b - i_2' = \square Bb3CB$ eemaldub aga auru isobaarilisel kondenseerumisel. Mayeri ringprotsessis tehtud töö

$$l = q_1 - q_2 = (i_1 - i_3) - [(u_a - u_b) + (i_b - i_2')] = (i_1 - i_a) + v_a(p_a - p_2) - v(p_1 - p_2), \quad (9-16)$$

sest $u = i - pv$, $v_a = v_b$, $p_b = p_2$ ja pumba poolt tarbitav töö $l_p = v(p_1 - p_2)$.

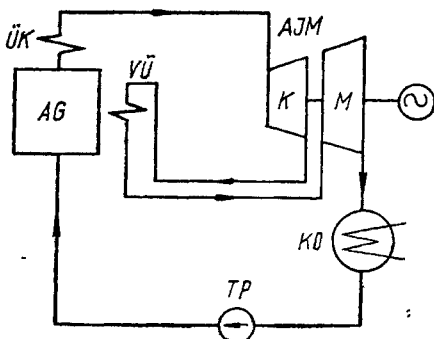
Mayeri ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_M = \frac{l}{q_1} = \frac{(i_1 - i_a) + v_a(p_a - p_2) - v(p_1 - p_2)}{(i_1 - i_2') - v(p_1 - p_2)}. \quad (9-17)$$

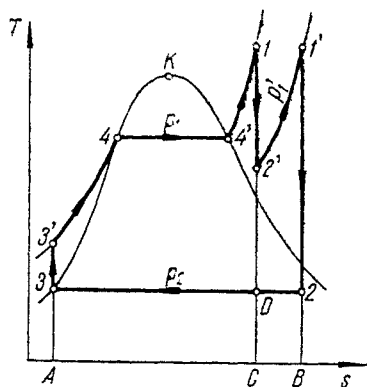
9-7. Auru vaheülekuumendamise ringprotsess

Soojuse astmeline protsessi viimine võimaldab tõsta keskmist temperatuuri \bar{T}_1 ja lähendab sellega ringprotsessi Carnot' ringprotsessile. Aurujõuseadmetes kasutatakse soojuse astmeliseks protsessi juhtimiseks auru vaheülekuumendamist. Auru vaheülekuumendamine tõstab ringprotsessi termilist kasutegurit ja samaaegselt vähendab soojusjõumasinast väljuva auru niiskust.

Auru vaheülekuumendusega aurujõuseadme skeem on toodud joonisel 9-14. Aurugeneraatori (AG) ülekuumendist (ÜK) väljuv aur suunatakse aurujõumasinasse (AJM), kus ta kõrgrõhu osas (K) osaliselt paisub. Pärast seda juhitakse aur soojusjõumasinast tagasi aurugeneraatori gaasikäigus paiknevasse vaheülekuumen-



Joonis 9-14. Auru vaheülekuumendamisega aurujõuseadme skeem. AG — aurugeneraator, ÜK — auru põhiülekuumendi, VÜ — auru vaheülekuumendi, AJM — aurujõumasin, K — aurujõumasina kõrgrõhu osa, M — aurujõumasina madalrõhu osa, KO — kondensaator, TP — toitepump.



Joonis 9-15. Auru vaheülekuumendamise ringprotsessi kujutamise Ts -diagrammil.

disse (VU). Täiendavalt ülekuumendatud aur paisub aurujõumasina madalrõhu osas (M) kondensaatori rõhuni. Kondensaat pumbatakse toitepumba (TP) abil tagasi aurugeneraatorisse. Auru vaheülekuumendamine võib toimuda ka aurugeneraatorist väljuvalt aurult saadava soojuse arvel. Sellisel juhul jääb ära auru tagasisuunamine aurugeneraatorisse, kuid skeemi puuduseks on asjaolu, et vaheauru temperatuur jääb madalamaks põhiauru temperatuurist.

Vaheülekuumendusega aurujõuseadme ringprotsess kujutatuna Ts -diagrammil on esitatud joonisel 9-15. Sellel joonisel: $1-2'$ — auru isoentroopiline paisumine aurujõumasina kõrgrõhu osas, $2'-1'$ — auru isobaariline kuumutamine vaheülekuumendis, $1'-2$ — auru isoentroopiline paisumine aurujõumasina madalrõhu osas, $2-3$ — auru kondenseerumine kondensaatoris, $3-3'$ — vee isoentroopiline komprimeerimine pumbas, $3'-4-4'-1$ — vee kuumutamine ja aurustamine aurugeneraatoris ning auru ülekuumendamine põhiülekuumendis.

Auru vaheülekuumendamisega ringprotsessi antud soojushulk $q_1 = q_1' + q_1''$, kus q_1' — aurugeneraatoris aurule üleantud soojushulk ja q_1'' — vaheülekuumendis aurule üleantud soojushulk. Ts -diagrammil on q_1 ekvivalentne pindalaga $\square A3'44'12'1'BA$ ($q_1' = \square A3'44'1CA$ ja $q_1'' = \square C2'1'BC$), ringprotsessis tehtud töö $l = \square 12'1'233'44'1$ ning ringprotsessist eemaldatud soojushulk $q_2 = \square B23AB$.

Vaheülekuumendusega aurujõuseadme ringprotsessi antud soojushulk on arvutatav valemiga

$$q_1 = q_1' + q_1'' = (i_1 - i_3') + (i_1' - i_2') = (i_1 - i_3') + \Delta q, \quad (9-18)$$

kusjuures $\Delta q = i_1' - i_2'$ tähistab vaheülekuumendis aurule üleantud soojushulka.

Ringprotsessist eemaldatav soojushulk

$$q_2 = i_2 - i_2' \quad (9-19)$$

Ringprotsessis tehtud töö

$$\begin{aligned} l &= (i_1 - i_2) + (i_1' - i_2) - (i_3' - i_2') = \\ &= h_1 + h_2 - v(p_1 - p_2). \end{aligned} \quad (9-20)$$

Vaheülekuumendusega aurujõuseadme ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{h_1 + h_2 - v(p_1 - p_2)}{(i_1 - i_2') + \Delta q - v(p_1 - p_2)} \quad (9-21)$$

Madalate aururõhkude piirkonnas võib ringprotsessi termilise kasuteguri arvutamiseks kasutada lihtsustatud valemist

$$\eta_t = \frac{h_1 + h_2}{(i_1 - i_2') + \Delta q} \quad (9-22)$$

Siinjuures: i_1 — soojusjõumasinasse siseneva auru entalpia, i_2 — auru entalpia enne vaheülekuumendit, i_1' — auru entalpia peale vaheülekuumendit, $\Delta q = i_1' - i_2'$ — vaheülekuumendis aurule üleantud soojus, i_2 — auru entalpia kondensaatorisse sisenemisel, $h_1 = i_1 - i_2'$ — kasutatav isoentroopiline soojuslang aurujõumasina kõrgrõhu osas, $h_2 = i_1' - i_2$ — kasutatav isoentroopiline soojuslang aurujõumasina madalrõhu osas, i_2' — vee entalpia enne pumpa, i_3 — vee entalpia peale pumpa.

Vaheülekuumendusega aurujõuseadme ringprotsessi termiline kasutegur on Rankine'i ringprotsessi termilisest kasutegurist suurem siis, kui

$$\frac{1}{s_1 - s_3} \int_{(3'44'1)} T ds < \frac{1}{s_2 - s_1} \int_{(2'1')} T ds \quad (9-23)$$

Võrratuse vasakpoolne liige väljendab keskmist temperatuuri, mille juures soojus suunatakse pööringprotsessi $1D33'44'1$ (Rankine'i ringprotsess), ning parempoolne liige täiendavasse ringprotsessi $1'2D2'1'$ (joonis 9-15) soojuse juhtimise keskmist temperatuuri. Võrratuse liige $\frac{1}{s_2 - s_1} \int_{(2'1')} T ds$ on määratud punktide $2'$ ja $1'$

asukohaga. Esimene nendest sõltub auru paisumise lõpprõhust kõrgrõhu osas ning teine vaheauru ülekuumendustemperatuurist.

Aurujõuseadme ringprotsessi termilist kasutegurit on võimalik veelgi suurendada, kui ühekordse auru vaheülekuumenduse asemel kasutada kahe- või enamakordset vaheülekuumendust.

Mitmekordse vaheülekuumenduse korral ringprotsessi termiline kasutegur avaldub järgmise valemiga*:

$$\eta_t = \frac{\sum_{j=1}^m h_{j-v}(p_1-p_2)}{(i_1-i_2') + \sum_{j=1}^{m-1} \Delta q_{j-v}(p_1-p_2)} \quad (9-24)$$

Siinjuures väljendab $\sum_{i=1}^m h_j$ kasutatavate isoentropiliste soojuslangude summat soojusjõumasina üksikutes osades ja $\sum_{j=1}^{m-1} \Delta q_j$ vaheülekuumendites aurule täiendavalt üleantud soojushulka.

Tähis m märgib auruturbiini osade arvu ja $\Delta q_j = i_j - i'_{(j+1)}$.

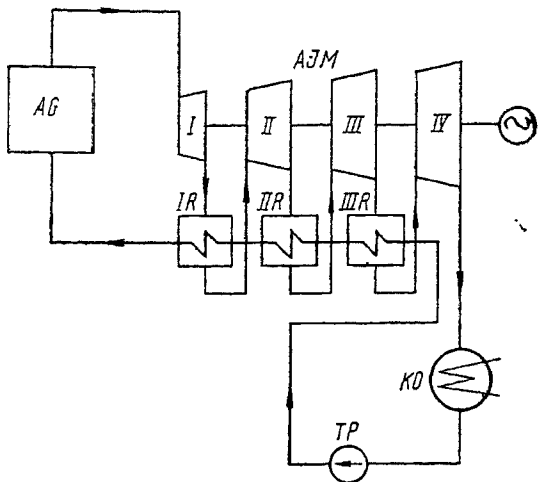
Valemi (9-24) analüüs näitab, et iga järgnev täiendav auru ülekuumendamine annab väiksema termilise kasuteguri tõusu kui temale eelnev auru ülekuumendamine. Kui esimene auru vaheülekuumendamine suurendab ringprotsessi termilist kasutegurit ligikaudu 4—5% (suhteline juurdekasv), siis teine vaheülekuumendamine 1—1,5% ning kolmas vaheülekuumendamine juba alla 0,5%. Seetõttu praktikas enam kui kahekordset auru vaheülekuumendust ei kasutata.

9-8. Regeneratiivne ringprotsess

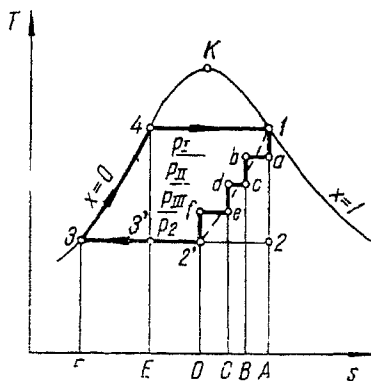
Eespool märkisime, et Rankine'i ringprotsessi termiline kasutegur suureneb auru algtemperatuuri tõusu ja auru paisumise lõpprõhu vähenemisega. Peale eespool käsitletud mooduste on aurujõuseadme termilist kasutegurit võimalik veelgi tõsta, kui auru paisumise käigus soojusjõumasinas kasutada osa soojust toitevee eelsoojendamiseks. See vähendab kondensaatoris jahutusveele üleantavat soojust. Sellist ringprotsessi nimetatakse aurujõuseadme regeneratiivseks ringprotsessiks (toitevee regeneratiivne eelsoojendus). Toitevee regeneratiivne eelsoojendus on täielikult (aurugeneraatorisse siseneva vee temperatuur on võrdne küllastustemperatuuriga) realiseeritav ainult siis, kui ringprotsess toimub kas niiske või kuiva küllastunud auruga.

Toitevee regeneratiivse eelsoojendusega aurujõuseadme teoreetiline (põhimõtteline) skeem on toodud joonisel 9-16. Aurugeneraatorist väljuv aur (küllastunud aur) suunatakse aurujõumasina esimesse sektsiooni, kus ta isoentropiliselt paisub algrõhult p_1 rõhuni

* $m=1$ korral muutub valem (9-24) samaseks Rankine'i ringprotsessi termilise kasuteguri avaldisega.



Joonis 9-16. Toitevee regeneratiivse eelsoojendusega aurujõuseadme skeem. *AG* — aurugeneraator, *AJM* — aurujõumasin, *KO* — kondensaator, *TP* — toitepump, *IR*, *IIR*, *IIIR* — toitevee regeneraatorid.



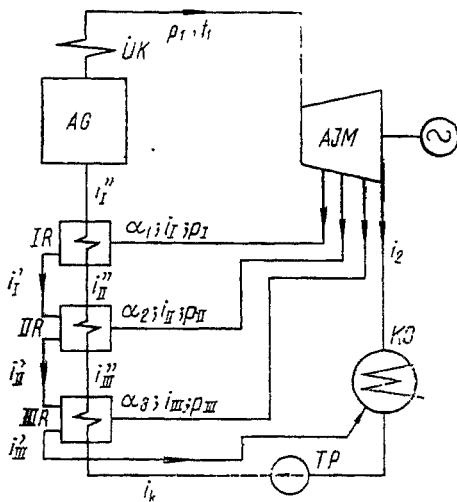
Joonis 9-17. Toitevee regeneratiivse eelsoojendusega aurujõuseadme ringprotsessi kujutamise *Ts*-diagrammil (niiske auru piirkond).

p_I (joonis 9-17). Seejärel läbib aur esimese soojusvaheti ehk regeneraatori (*IR*). Aur annab regeneraatoris isobaarilis-isotermilises protsessis *a-b* toiteveele soojushulga q_I , mis *Ts*-diagrammil on võrdne pindalaga $\square AabBA$. Järgnevalt suunatakse esimesest regeneraatorist väljuv aur aurujõumasina teise sektsiooni. Siin paisub aur isoentroopiliselt rõhult p_I rõhuni p_{II} . Aurujõuseadme teisest sektsioonist väljuv aur juhitakse teise regeneraatorisse (*IIR*), milles ta annab toiteveele soojuse $q_{II} = \square BcdCB$. Sama kordub ka järgmistes aurujõumasina sektsioonides ja regeneraatorites, kuni aur saavutab kondensaatori temperatuurile vastava küllastusrõhu.

Regeneratiivne ringprotsess väljendub Ts -diagrammil kontuurina $1abcde\bar{f}2'341$ (on eeldatud, et vee kuumutamine toimub mööda alumist piirkõverat). Lõpmata suure regeneraatorite arvu korral on auru paisumine soojusjõumasinas väljendatav alumise piirkõvera paralleeliga $1-2'$ (joonisel märgitud punktiirjoonega). Kuna pindala $\square D2'1AD$ (mööda punktiirjoont) on võrdne pindalaga $\square F34EF$, siis järelikult on vaadeldav aurujõuseadme regeneratiivne ringprotsess ekvivalentne Carnot' ringprotsessiga mööda kontuuri $123'41$. Sellest tulenevalt on regeneratiivse ringprotsessi termiline kasutegur kõrgem Rankine'i ringprotsessi termilisest kasutegurist (on eeldatud, et nii Carnot' kui ka Rankine'i ringprotsess toimuvad samas temperatuuride vahemikus).

Esitatud Ts -diagrammilt selgub ühtlasi, et ülekuumendatud auruga toimuvat Rankine'i ringprotsessi ei ole võimalik muuta Carnot' ringprotsessiga ekvivalentseks ringprotsessiks. Seetõttu mõjutab toitevee regeneratiivne eelsoojendamine ülekuumendatud auruga toimuva ringprotsessi termilist kasutegurit vähem kui niiske auru piirkonnas toimuva ringprotsessi oma.

Joonisel 9-16 esitatud skeemi reaalsel, rakendamist piiravad mitmed tehnilised raskused ja auru intensiivne niiskumine süsteemis aurujõumasin-regeneraator. Seetõttu ei suunata tegelikes aurujõuseadmetes regeneraatorisse mitte kogu aur, vaid osa auru, nn. vaheltauru, mis regeneraatoris täielikult kondenseerub. Tuntakse kolme järgmist toitevee regeneratiivse eelsoojenduse põhiskeemi: pindregeneraatoritega, segunenimisregeneraatoridega ja segaskeem. Üks võimalikke pindregeneraatoritega soojusjõuseadmete skeeme on esitatud joonisel 9-18. Toodud skeemi puhul juhitakse regeneraatoris auru kondenseerumisel tekkiv kondensaad madalamal rõhul



Joonis 9-18. Pindregeneraatoritega toitevee regeneratiivse eelsoojendusega aurujõuseadme skeem (tähisid vt. jooniselt 9-16).

töötavatesse regeneraatoritesse, kus ta annab toiteveele üle täiendava soojushulga. Üksikutesse regeneraatoritesse sisenevate vaheltauru hulkade iseloomustamiseks kasutatakse nn. suhtelisi auru koguseid $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots$ (vaheltauru hulga suhe soojusjõumasinasse siseneva auru hulgasse). Oletades, et regeneraatorist väljuva toitevee temperatuur on võrdne regeneraatorisse siseneva auru küllastustemperatuuriga*, võime suhtelised auru vaheltvõtukogused üksikute regeneraatorite soojusbilansi võrranditest arvutada järgmiselt. Esimese regeneraatori soojusbilansi võrrand

$$i_{I''} - i_{II''} = \alpha_1 (i_I - i_{I'}), \quad (9-25)$$

millest leiame vaheltauru suhtelise koguse

$$\alpha_1 = \frac{i_{I''} - i_{II''}}{i_I - i_{I'}}, \quad (9-26)$$

kus $i_{I''}, i_{II''}$ — esimesest ja teisest regeneraatorist väljuva toitevee entalpia,

i_I — esimese vaheltauru entalpia,

$i_{I'}$ — esimesest regeneraatorist väljuva kondensaadi entalpia.

Teise regeneraatori soojusbilansi võrrand

$$i_{II''} - i_{III''} = \alpha_2 (i_{II} - i_{II'}) + \alpha_1 (i_{I'} - i_{II'}). \quad (9-27)$$

Võrrandis (9-27) olev liige $\alpha_2 (i_{II} - i_{II'})$ on võrdne soojushulgaga, mis antakse regeneraatoris vaheltaurult üle veele. Liige $\alpha_1 (i_{I'} - i_{II'})$ võrdub aga soojushulgaga, mis antakse üle esimesest regeneraatorist teise regeneraatorisse suunduva kondensaadi poolt. Suurus α_2 võrrandist (9-27) avaldub:

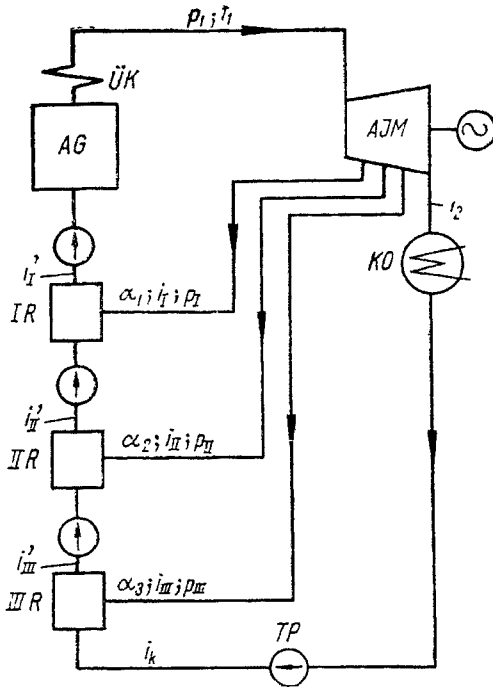
$$\alpha_2 = \frac{(i_{II''} - i_{III''}) - \alpha_1 (i_{I'} - i_{II'})}{i_{II} - i_{II'}}. \quad (9-28)$$

Analoogiliselt koostatakse soojusbilansi võrrandid ka ülejäänud regeneraatoritele. Üldjuhul

$$\alpha_j = \frac{(i_{j''} - i_{j+1''}) - \sum_{k=1}^{j-1} \alpha_k (i_{j-k'} - i_{j'})}{i_j - i_{j'}}, \quad (9-29)$$

$j = 1, 2, 3, \dots, I, II, III, \dots$

* Tegelikelt pindregeneraatorites on regeneraatorist väljuva vee temperatuur madalam kondenseeruva auru temperatuurist.



Joonis 9-19. Segunemisregeneraatoritega toitevee regeneratiivse eelsoojendusega aurujõuseadme skeem (tähised vt. jooniselt 9-16.).

Segunemisregeneraatorite kasutamisel toimub soojuste üleandmine nendes auru barboteerimisel vette. Tänu barboteerimisprotsessides esinevale suurele soojusvahetusintensiivsusele võrdub segunemisregeneraatorist väljuva vee temperatuur regeneraatoris kondenseeruva auru küllastustemperatuuriga. Segunemisregeneraatoritega aurujõuseadme põhimõtteline skeem on toodud joonisel 9-19. Kasutades samal joonisel esitatud tähiseid ning mitte arvestades vee entalpia suurenemist pumbas, üksikute regeneraatorite soojusbilansi võrrandid avalduvad kujul:

$$\left. \begin{aligned}
 i_1' &= (1 - \alpha_1) i_{II}' + \alpha_1 i_1 \\
 (1 - \alpha_1) i_{II}' &= (1 - \alpha_1 - \alpha_2) i_{III}' + \alpha_2 i_{II} \\
 (1 - \alpha_1 - \alpha_2) i_{III}' &= (1 - \alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3) i_{IV}' + \alpha_3 i_{III} \\
 &\dots \\
 &\dots
 \end{aligned} \right\} (9-30)$$

Võrranditest (9-30) järeldub:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{i_{I'} - i_{II'}}{i_I - i_{II'}} \\ \alpha_2 &= \frac{(i_{II'} - i_{III'}) (1 - \alpha_1)}{i_{II} - i_{III'}} \\ \alpha_3 &= \frac{(i_{III'} - i_{IV'}) (1 - \alpha_1 - \alpha_2)}{i_{III} - i_{IV'}} \\ &\dots \\ &\dots \\ &\dots \end{aligned} \right\} \quad (9-31)$$

Üldjuhul:

$$\alpha_j = \frac{(i_{j'} - i'_{j+1}) \left(1 - \sum_{j=1}^{j-1} \alpha_j\right)}{i_j - i'_{j+1}}, \quad (9-32)$$

$j = 1, 2, 3, \dots, I, II, III, \dots$

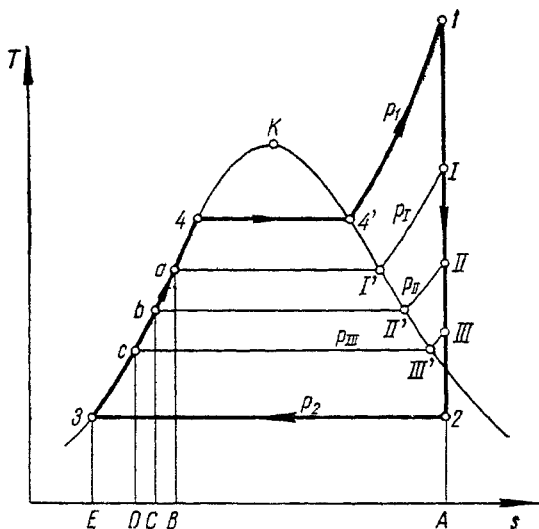
Regeneratiivse ringrotsessi puhul on toitevee eelsoojendamiseks regeneraatorites kulutatava vaheltauru tõttu ühiku auru poolt soojusjõumasinas tehtav töö väiksem Rankine'i ringrotsessis saadavast tööst, ja nimelt suuruse $\sum_{j=1}^n \alpha_j (i_j - i_2) = \sum_{j=1}^n \alpha_j (h - h_j)$ ($j = I, II, III, \dots$) võrra. Siin $h = i_1 - i_2$ ja $h_j = i_1 - i_j$. Regeneratiivses ringrotsessis tehtav töö

$$l = h - \sum_{j=1}^n \alpha_j (h - h_j) - l_p, \quad (9-33)$$

kus l_p tähistab pumba (pumpade) poolt tarbitavat tööd ja n auru vaheltvõttude arvu.

Kuna regeneratiivse ringrotsessi korral aurugeneraatorisse mineva toitevee entalpia i_{tv} on suurem toitepumbast väljuva vee entalpiast i_k , siis sellest tulenevalt on regeneratiivsesse ringrotsessi antav soojushulk $q_1 = i_1 - i_{tv}$ samuti väiksem Rankine'i ringrotsessi suunatavast soojushulgast. Regeneratiivse ringrotsessi termiline kasutegur

$$\eta_t = \frac{h - \sum_{j=1}^n \alpha_j (h - h_j) - l_p}{i_1 - i_{tv}}. \quad (9-34)$$



Joonis 9-20. Toitevee regeneratiivse eelsoojendusega aurujõuseadme ringrotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Viimastest välemist järgneb, et regeneratiivse ringrotsessi termiline kasutegur on sama kasutatava isoentroopilise soojuslangu $h = i_1 - i_2$ korral Rankine'i ringrotsessi termilisest kasutegurist kõrgem.

Vaatleme regeneratiivse ringrotsessi lihtsustatud Ts -diagrammi (vee kuumutamise toimub mööda alumist piirkõverat) joonisel 9-20. Jooned $I-I$, $I-II$, ... väljendavad veeauru isoentroopilist paisumist aurujõumasina esimeses, teises jne. sektsioonis. Auru paisumistöö aurujõumasina esimeses sektsioonis $l_1 = i_1 - i_I = \square III I' a 4 4' I$, teises sektsioonis $l_2 = (1 - \alpha_1) (i_I - i_{II}) = (1 - \alpha_1) \times \square III II' b a I' I$, kolmandas sektsioonis $l_3 = (1 - \alpha_1 - \alpha_2) (i_{II} - i_{III}) = (1 - \alpha_1 - \alpha_2) \square III III' c b II' II$ jne. Soojusülekanne aurult esimeses regeneraatoris väljendab isobaarjoon $I-I'-a$, teises regeneraatoris isobaarjoon $II-II'-b$, jne. Esimeses regeneraatoris toiteveele üleantud soojushulk $q_{I1} = i_a - i_b = \square C b a B C = \alpha_1 \square A I I' a B A$, teises regeneraatoris üleantud soojushulk $q_{II1} = i_b - i_c = \square D c b C D = \alpha_2 \square A II II' b C A$ jne. Kondensaatoris jahutusveele üleantud soojushulk $q_2 = (1 - \alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3 - \dots) (i_2 - i_2') = (1 - \alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3 - \dots) \times \square A 2 3 E A$.

9-9. Termofitseerimise termodünaamilised alused

Vastavalt termodünaamika teisele seadusele ei ole võimalik kogu ringrotsessi antavat soojust muuta kasulikuks tööks, vaid osa sellest tuleb ringrotsessi käigus üle anda madalama temperatuuriga kehale (jahutajale). Kaasaja aurujõuseadme termiline kasu-

tegur ei ületa isegi parimatel juhtudel 50—55%. Kondensaatoris jahutusveele üleantud soojus (45—50% q_1 -st) ei ole jahutusvee madala temperatuuri tõttu praktiliselt kasutatav. Näiteks vee auru kondenseerumisrõhule 0,003—0,005 MPa vastab küllastustemperatuur 24—33 °C, kondensaatorist väljuva jahutusvee temperatuur on aga veelgi madalam. Et muuta ringprotsessist eemaldatav soojus tehniliselt kasutatavaks, peab aurujõumasinast väljuv aur kondenseeruma märgitust kõrgemal rõhul. Selline auru kondenseerumisrõhu (vasturõhu) suurendamine ei ole ringprotsessi termilise kasuteguri seisukohast ökonoomne. Kuid teiselt poolt, vasturõhu tõusuga avaneb võimalus suurte soojushulkade kasutamiseks tehnoloogiliseks, majapidamise, kütte, ventilatsiooni jm. otstarbeks. Siit tuleneb elektrienergia ja soojuse koostootmise idee. Elektrienergia ja soojuse koostootmist nimetatakse termofikatsiooniks, sellistes skeemides kasutatavaid turbiine aga termofikatsiooniturbiinideks. Soojuselektrijaama, kus toimub elektrienergia ja soojuse koostootmine, nimetatakse soojuselektritsentraaliks ehk soojuse- ja elektrijaamaks.

Kõige lihtsamaks termofikatsioon-aurujõuseadmeks on vasturõhu-aurujõumasinaga (vasturõhuturbiin) soojuselektritsentraal. Vasturõhuturbiinist väljuv aur suunatakse boilerisse, kus ta kondenseerumisprotsessis annab soojuse üle boilerit läbivale veele. Boilerist väljuv kuum vesi suunatakse tarbijale. Vasturõhuauru võib anda tarbijatele ka otseselt (osaliselt või täielikult). Vasturõhu turbiinidest väljuva auru rõhk on enamasti piires 0,07—0,25 MPa.

Kuna ringprotsessist eemalduv soojushulk suureneb vasturõhu suurenemisega, siis sellest tulenevalt soojuse ja elektrienergia kombineeritud tootmisel ringprotsessi termiline kasutegur väheneb. See selgub joonisel 9-12 toodud Ts -diagrammil, kus on kujutatud Rankine'i ringprotsess kahel erineval vasturõhul $p_2 > p_2'$. Ringprotsessis 1233'44'1 tehtud mehaaniline töö on väiksem ringprotsessis 1213_I3_I'44'1 tehtud tööst. Oletades, et rõhk p_2 vastab vasturõhuturbiinist väljuvale auru rõhule, on maksimaalselt tarbijale üleantav soojushulk Ts -diagrammil ekvivalentne pindalaga $q_2 = \square B23AB$.

On ilmne, et soojuselektritsentraali teoreetilist soojuslikku efektiivsust ei saa hinnata mitte ainult tema termilise kasuteguri järgi, vaid väljastatava elektrienergia kõrval tuleb arvestada ka tarbijale antavat soojust. Soojuse eraldi tootmine kuumaveekateldes, aurugeneraatorites jm. oleks vähem ökonoomne kui soojuselektritsentraalides. Seda eriti just tarbijate poolt vajatava soojuskandja madalate parameetrite tõttu (vesi mitte üle 150 °C, aur rõhuga mitte enam kui 1 MPa).

Soojuselektritsentraalide iseloomustamiseks kasutatakse termilise kasuteguri kõrval veel nn. soojusekasutuse tegurit K . Viimane avaldub kujul:

$$K = \frac{l+q_t}{q_1} = \eta_t + K' \quad (9-35)$$

kus l	— ringprotsessis sooritatud töö,
q_t	— tarbijale antud soojus,
q_1	— ringprotsessi antud soojus,
η_t	— ringprotsessi termiline kasutegur,
$K' = (q_t/q_1)$	— tarbijale suunatud ja ringprotsessi antud soojushulkade suhe.

Valemist nähtub, et kui $q_t = q_2$, siis soojusekasutuse tegur $K = 1$.

Elektrienergia ja soojuse kombineeritud tootmise puuduseks kirjeldatud vasturõhuturbiinidega soojuselektritsentraalis on asjaolu, et jaama elektriline koormus on sõltuv soojuskoormusest. Tarbija soojuskoormuse suurenemisel suureneb turbiini läbiva auru kogus ning koos sellega ka soojuselektrijaama elektriline koormus ja vastupidi. See puudus on kõrvaldatav nn. termofikatsioonvaheltauru turbiini kasutamise (analoogiline vaheltvõtuturbiiniga, mida vaadeldi toitevee regeneratiivse eelsoojendamise käsitlemisel*). Sõltuvana soojustarbijate iseloomust, võib vaheltauru suunata tarbijale kas otseselt või kasutades teda kuumu vee saamiseks. Ühel termofikatsiooniturbiinil võib olla kuni kaks erinevate auruparameetritega termofikatsioonvaheltvõttu (turbiin omab paralleelselt termofikatsioonvaheltvõttudega ka auru vaheltvõtte toitevee regeneratiivseks eelsoojenduseks). Tähistame termofikatsioonvaheltvõtu auru suhtelise koguse α_t ja regeneratiivseks toitevee eelsoojenduseks kasutatava vaheltauru koguse α_r . Soojuskoormuse puudumisel $\alpha_t = 0$ ning kondensaatoris kondenseerub auru kogus $1 - \alpha_r$. Soojuskoormuse olemasolul läheb kondensaatorisse suhteline auru hulk $1 - \alpha_t - \alpha_r$. On ilmne, et soojuskoormuse vähenemisel (samal elektrilisel koormusel) suureneb kondensaatorisse suubuva auru kogus.

Termofikatsioonprotsessid omavad võrreldes kondensatsioonaurujõuseadmetes toimuvate protsessidega mõningaid printsiipiaal-seid erinevusi.

Vasturõhuturbiinidega termofikatsioonprotsesside puhul väljub aur aurujõumasinast praktiliselt alati ülekuumendatuna. Sellel põhjusel on auru algtemperatuuri tõstmine (auru samal algrõhul) termofikatsioonprotsessides vähem efektiivne kui kondensatsioonaurujõuseadmetes, kus masinast väljuv aur on enamikul juhtudel niiske. Vaatamata sellele suurendab auru algtemperatuuri tõstmine mõlemal juhul ringprotsessist saadavat tööd.

* Turbiinide konstruktsioonides on erinevusi, sest vaheltvõtuaurukogused võivad olla väga erinevad.

Auru algrõhu suurendamine (auru samal algtemperatuuril) vähendab vasturõhu auru ülekuumendatuse astet ($\Delta t = t - t_s$). Sellest tulenevalt suurendab auru algrõhu tõstmine termofikatsioon-ringprotsessi tööd enam kui kondensatsioon-aurujõuseadmetest saadavat tööd.

Toitevee regeneratiivne eelsoojendus avaldab termofikatsioon-ringprotsessi soojuslikule efektiivsusele väiksemat mõju kui kondensatsioon-soojusjõumasina puhul. Viimane on põhjustatud järgnevast. Esiteks, termofikatsioon-ringprotsessis kas vähenevad või puuduvad üldse kõige enam soojuslikku efekti andvad madalrõhu regeneratiivsed auruvaheltvõtud. Teiseks, termofikatsioon-ringprotsessis on tööühiku kohta (ehk väljastatava kW·h elektrienergia kohta) tulev kuumutatav veekogus tunduvalt suurem kui kondensatsioonmasinatega ringprotsessis. Olgugi et mõlemad nimetatud faktorid mõjuvad vastassuunaliselt, ei kompenseeri nad kaugelki teineteist ning enamikul juhtudel annab toitevee regeneratiivne eelsoojendus soojuselektritsentraalides väiksema soojusliku efekti kui kondensatsioonjaamades.

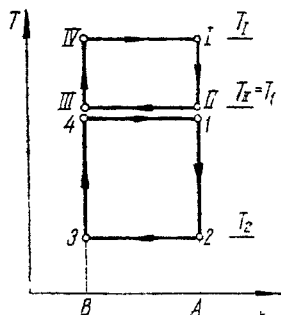
9-10. Liitringprotsessid

Ringprotsessi termiline kasutegur sõltub sellest, millisel keskmisel temperatuuril \bar{T}_1 soojus suunatakse ringprotsessi ja millisel keskmisel temperatuuril \bar{T}_2 soojus ringprotsessist eemaldatakse. Keskmiste temperatuuride \bar{T}_1 ja \bar{T}_2 mõiste kasutamine võimaldab meelevaldse ringprotsessi termilise kasuteguri avaldada Carnot' ringprotsessi termilise kasuteguri avaldisele ekvivalentse avaldisena:

$$\eta_z = 1 - \frac{\bar{T}_2}{\bar{T}_1}. \quad (9-36)$$

Valemist (9-36) nähtub, et ringprotsessi termiline kasutegur suureneb \bar{T}_1 suurenemisel ja \bar{T}_2 vähenemisel. Liitringprotsesside all mõistetakse kombineeritud soojusjõuseadmete ringprotsesse. Viimastes on omavahel soojuslikult sidestatud mitu erinevat (tavaliselt kaks) soojusjõuseadet. Liitringprotsesside rakendamisega püütakse suurendada kas temperatuuri \bar{T}_1 (tavaliselt) või alandada temperatuuri \bar{T}_2 (harvematel juhtudel).

Kahest Carnot' ringprotsessist koosneva liitringprotsessi T_s -diagramm on esitatud joonisel 9-21. Kõrgemas temperatuuripiirkonnas toimuvat ringprotsessi I-II-III-IV nimetatakse ülemiseks ning madalamas temperatuuri-intervallis toimuvat ringprotsessi 1234 alumiseks ringprotsessiks. Ringprotsessi antud soojusest $q_1 = q_1^I = \square BIV IAB$ muutub ülemises ringprotsessis kasulikuks tööks $l_1 = \eta_c^I q_1$. Ülemisest ringprotsessist eemaldatav soojus $q_2^I = \square AIII IBA$ suunatakse alumisse ringprotsessi, s. t. $q_1^{II} = q_2^I$



Joonis 9-21. Kahe Carnot' ringprotsessiga liitringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil

(vaatleme väliselt tagastatavat ringprotsessi). Alumisest ringprotsessist saadav töö $l_{II} = \eta_{cII} q_{1II} = \eta_{cII} q_2^I$. Ringprotsessist eemaldatav soojushulk $q_2 = q_2^{II} = \square A23BA$.

Ülemise ja alumise ringprotsessi termilised kasutegurid avalduvad järgmiste valemitega:

$$\eta_{cI} = \frac{l_I}{q_1^I} = 1 - \frac{T_{II}}{T_I}, \quad (9-37)$$

$$\eta_{cII} = \frac{l_{II}}{q_1^{II}} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (9-38)$$

Liitringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1^{II} + l_I} = \frac{l_I + l_{II}}{q_1^{II} + l_I}. \quad (9-39)$$

Esitatud valemite (9-37) — (9-39) analüüsist järeldub, et $\eta_{cI} < \eta_t > \eta_{cII}$, s. g. liitringprotsessi termiline kasutegur on suurem nii ülemise kui ka alumise ringprotsessi termilisest kasutegurist. See järeldus kehtib samuti meelevaldse liitringprotsessi kohta, sest iga sellise ringprotsessi termiline kasutegur on avaldatav valemiga (9-36).

9-11. Termodünaamilise keha omaduste mõju Rankine'i ringprotsessi termilisele kasutegurile. Binaarne ringprotsess

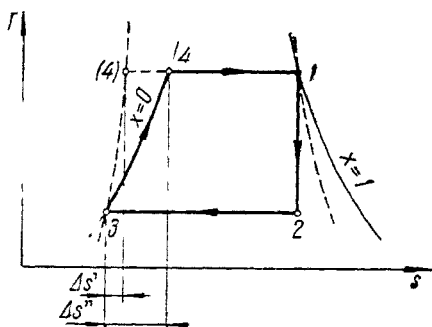
Rankine'i ringprotsessi termiline kasutegur, erinevalt Carnot' ringprotsessi termilisest kasutegurist, on sõltuv aurujõuseadmes kasutatava termodünaamilise keha termodünaamilistest omadustest. Siit kerkib küsimus: millised termodünaamilised omadused peavad olema termodünaamilisel kehal, et Rankine'i ringprotsessi termiline kasutegur oleks võimalikult lähedane Carnot' ringprotsessi

termilisele kasutegurile? Lähtudes öeldust, peab aurujõuseadmes kasutatav termodünaamiline keha rahuldama järgmisi põhitingimusi.

1. Väike erisoojus vedelas faasis. Mida väiksem on Rankine'i ringprotsessis kasutatava termodünaamilise keha erisoojus vedelas faasis, seda väiksem on ühtlasi vedeliku entroopia tõus tema kuumutusprotsessis:

$$\Delta s = \int_{T_2'}^{T_4} c' \frac{dT}{T} = c' \ln \frac{T_4}{T_2'}$$

(kui c' ei sõltu temperatuurist).



Joonis 9-22. Rankine'i ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil kahe erineva termodünaamilise keha korral.

Järelikult, termodünaamilise keha erisoojuse vähenemisel vedelas faasis Rankine'i ringprotsessi termiline kasutegur suureneb (samadel auru alg- ja lõpp-parameetritel, joonis 9-22). Mainitud jooniselt selgub, et väiksema c' korral ($\Delta s' < \Delta s''$) on ringprotsessi töö ringprotsessist eemaldatava sama soojushulga juures pindala $\square 34(4)3$ võrra suurem. Erisoojuse c' vähenemisel piirkõvera osa 3-4 läheneb üha enam isentroobile ning koos sellega kogu ringprotsess Carnot' ringprotsessile.

2. Kõrge kriitiline temperatuur. Termodünaamilisest seisukohast parimaks termodünaamiliseks kehaks on aine, mille kriitiline temperatuur tunduvalt ületab aurujõuseadmes esineva maksimaalse aurutemperatuuri (aurugeneraatori küttepinnal metalli maksimaalselt lubatud temperatuur). On ilmne, et sobiva kriitilise temperatuuriga termodünaamilise keha korral langeb ära vajadus ülekuumendatud auru kasutamiseks, s. t. soojuse ringprotsessi viimine toimub isobaarilis-isotermiliselt ning rahuldab selles osas Carnot' ringprotsessi tingimust.

3. Sobiv auru küllastusrõhu ja temperatuuri vaheline seos. Ringprotsess on lihtsamini realiseeritav

ainetega, mille küllastustemperatuur on suhteliselt kõrgetel rõhku-del küllalt madal. Liialt madalad rõhud tingiksid sügavate vaakumite kasutamise vajaduse kondensaatorites. Viimane on aga seotud tehniliste raskustega.

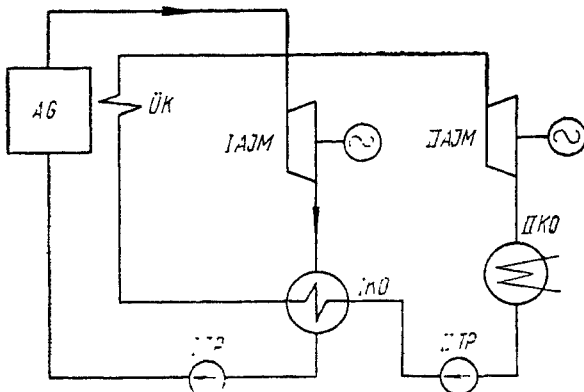
4. Väikese negatiivsusega kuiva küllastunud auru erisoojus. Auru lõppniiskus adiabaatilisel paisumisel aurujõumasinas sõltub kuiva küllastunud auru erisoojusest c'' . Sobivaks tuleb lugeda ainet, mille c'' väärtus on väike, kuid negatiivne. See tagab ühelt poolt auru madala lõppniiskuse ning teiselt poolt soojuste isobaarilis-isotermilise eemaldumise ringprotsessist (c'' vähenemisel auru kuivusaste punktis 2 väheneb, joonis 9-22). Positiivse c'' korral eralduks osa soojust ainult isobaariliselt.

Kaasajal ei tunta aineid, mis rahuldaksid kõiki loetletud tingimusi. Küll aga leidub selliseid kehi, mis täidavad üht-kaht loetletud tingimust. Soojusenergeetikas termodünaamilise kehana kõige enam kasutatav aine — vesi — allub küllalt hästi kolmandale tingimusele, s. o. omab suhteliselt kõrget rõhku madalal küllastustemperatuuril. Vee kriitiline temperatuur ($t_k=374,15^\circ\text{C}$) on madal. Samuti on vee erisoojus alumisel piirkõveral suur. Tänu vee neile omadustele on ta liitprotsessides sobivaks termodünaamiliseks kehaks alumises ringprotsessis.

Üheks tuntumaks aineks, mis küllalt hästi rahuldab esimest ja teist tingimust, on elavhõbe. Elavhõbeda kriitilised termlised parameetrid on: $t_k=1460^\circ\text{C}$ ja $p_k=106\text{ MPa}$. Elavhõbeda erisoojus temperatuuril 20°C — $c''=0,14\text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ja sõltub väga vähe temperatuurist. Elavhõbe on liitprotsessides sobivaks kehaks ülemises ringprotsessis.

Sobivate termodünaamiliste omadustega keha puudumine viis mõttele kasutada liitprotsessil töötavas aurujõuseadmes kahte erinevate omadustega termodünaamilist keha. Selliseid ringprotsesse tuntakse binaarseid ringprotsessidena. Kõige enam on uuritud binaarseid ringprotsesse, kus ülemises ringprotsessis kasutatakse termodünaamilise kehana elavhõbedat, alumises ringprotsessis aga vett.

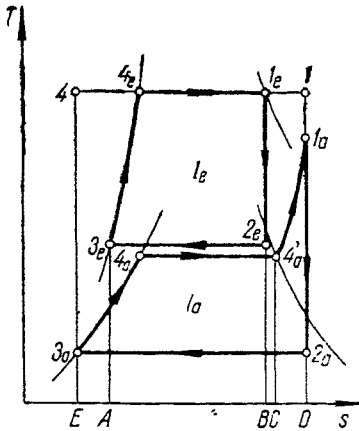
Binaarsel ringprotsessil töötava aurujõuseadme skeem on toodud joonisel 9-23. Elavhõbedaauru generaatoris (AG) genereeritud aur suunatakse elavhõbedaaurul töötavasse aurujõumasinasse ($I AJM$). Elavhõbedaaurul töötavast aurujõumasinast väljuv aur kondenseeritakse kondensaatoris ($I KO$), millest elavhõbe suunatakse toitepumba ($I TP$) abil aurgeneraatorisse tagasi. Kondensaatoris vabaneva elavhõbedaauru kondenseerumissoojuse arvel genereeritud veeaur juhitakse auruülekuumendisse ($ÜK$) (auru ülekuumendamine võib toimuda näiteks põlemisgaasidega). Veeaurul töötavat aurujõumasinat ($I I AJM$) läbib aur kondenseerub kondensaatoris ($I I KO$). Kondensaat juhitakse toitepumba ($I I TP$) abil elavhõbedaauru kondensaatorisse.



Joonis 9-23. Binaarse ringprotsessiga töötava aurujõuseadme skeem. *AG* — elavhõbedaauru generaator, *IAJM* — elavhõbedaaurul töötav aurujõumasin, *IKO* — elavhõbedaauru kondensaator, *IIP* — aurugeneraatori toitepump, *ÜK* — veeauru ülekuumendi, *IIAJM* — veeaurul töötav aurujõumasin, *IIKO* — veeauru kondensaator, *IITP* — veepump.

Kahte aurujõuseadet binaarseks aurujõuseadmeks ühendavaks lüliks on elavhõbedaauru kondensaator, mis on samaaegselt ka veeauru generaatoriks. Tänu elavhõbedaauru kõrgetele kriitilistele termilistele olekuparameetritele pole vajadust elavhõbedaauru ülekuumendamiseks, mistõttu soojuse protsessi viimine toimub isobaarilis-isotermiliselt. Põhjustatuna elavhõbedaauru väikesest küllastusrõhust ei ole tehniliselt realiseeritav auru paisumine aurujõumasinas väliskeskonna temperatuurini, seda eelkõige auru erimahu järsu suurenemise tõttu (elavhõbedaauru küllastusrõhk temperatuuril $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ on ainult $\sim 0,0001\text{ MPa}$, erimaht aga $\sim 165\text{ m}^3/\text{kg}$). Tuginedes sellele elavhõbedaauru omadusele, võib tema kõrgetemperatuurilisel kondenseerumisel vabanevat soojust kasutada veeauru genereerimiseks. Märgime, et elavhõbedaauru kondenseerumistemperatuur rõhul $0,05\text{ MPa}$ on ligikaudu $320\text{ }^{\circ}\text{C}$, s. o. vastab veeauruküllastusrõhule $\sim 11\text{ MPa}$.

Ideaalne binaarne ringprotsess on kujutatud Ts -diagrammil joonisel 9-24 (nii elavhõbedaauri kui ka vee kuumutamine toimub mööda alumist piirkõverat). Sellel diagrammil: 1_e-2_e — elavhõbedaauru isoentropiline paisumine aurujõumasinas, 2_e-3_e — elavhõbedaauru kondenseerumine kondensaatoris, $3_e-4_e-1_e$ — elavhõbedaauru kuumutamine ja aurustumine aurugeneraatoris, 1_a-2_a — veeauru isoentropiline paisumine aurujõumasinas, 2_a-3_a — veeauru kondenseerumine kondensaatoris, $3_a-4_a-4_a'$ — vee kuumutamine ja aurustumine elavhõbedaauru kondensaatoris, $4_a'-1_a$ — veeauru isobaariline ülekuumendamine. Elavhõbedaauru poolt tehtud töö l_e avaldub Ts -dia-



Joonis 9-24. Binaarse ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

grammil pindalana $\square 1_e 2_e 3_e 4_e 1_e$ ja veeauru poolt tehtud töö $l_a = \square 1_a 2_a 3_a 4_a 1_a$. Elavhõbedaauru kondensaatoris üleantud soojushulk $q_{2e} = \square B 2_e 3_e A B = \square E 3_a 4_a A' C E^*$. Ülekuumendis veeaurule üleantud soojushulk avaldub pindalaga $\square C 4_a' 1_a D C$. Olemasolevas maksimaalse ja minimaalse temperatuuride intervallis väljendub Carnot' ringprotsess kontuurina $1_2 2_3 3_1$. Sellest nähtub, et binaarne ringprotsess on Carnot' ringprotsessile lähedasem kui veeauruga toimuv Rankine'i ringprotsess.

Binaarses ringprotsessis tsirkuleerivad elavhõbeda ja vee hulgid on nende aurustumissoojuste erinevuse tõttu erinevad. Ringprotsessis ringleva elavhõbeda ja vee massi suhe on arvatav valemiga

$$m = \frac{i_{a''} - i_{2a'}}{i_{2e} - i_{2e'}} \quad (9-40)$$

kus $i_{a''}$ — elavhõbedaauru kondensaatorist väljuva veeauru entalpia,

$i_{2a'}$ — elavhõbedaauru kondensaatorisse siseneva vee entalpia,

i_{2e} — elavhõbedaauru entalpia sisenemisel kondensaatorisse,

$i_{2e'}$ — elavhõbeda entalpia kondensaatorist väljumisel.

Kuna 1 kg vee kohta tuleb m kg elavhõbedat, siis Ts -diagrammi veeauru osa koostatakse samuti 1 kg-le veele ning elavhõbeda osa m kg-le elavhõbedale. Arvestades seda, binaarse ringprotsessi termiline kasutegur väljendub valemiga

$$\eta_t = \frac{m l_e + l_a}{q_1} \quad (9-41)$$

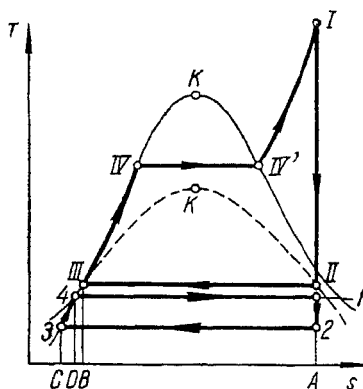
* Nii l_e kui ka q_{2e} on antud veeauru massiühiku kohta.

Elavhõbedaauru poolt binaarses ringprotsessis tehtud töö $l_e = i_{1e} - i_{2e}$ ja veeauru poolt tehtud töö $l_a = i_{1a} - i_{2a}$. Binaarsesse ringprotsessi suunatud soojus $q_1 = m(i_{1e} - i_{2e}') + (i_{1a} - i_{1a}'')$. Selles q_1 avaldises väljendab esimene liige elavhõbedaauru generaatoris elavhõbedale antud soojushulka ning teine liige soojushulka, mis antakse veeaurule aurufülekuumendis. Pärast vastavaid asendusi valemisse (9-41), avaldub binaarse ringprotsessi termiline kasutegur järgmiselt:

$$\eta_t = \frac{m(i_{1e} - i_{2e}) + (i_{1a} - i_{2a})}{m(i_{1e} - i_{2e}') + (i_{1a} - i_{1a}'')} \quad (9-42)$$

Vaatamta sellele, et binaarse ringprotsessi rakendamine võimaldaks märgatavalt suurendada aurujõuseadme termilist kasutegurit, ei ole ta mitmetel põhjustel veel laiaulatuslikku kasutamist leidnud (elavhõbedaaaurude mürgisus, niiskel elavhõbedaaurul töötav turbiin jt.).

On võimalik ka selline binaarne ringprotsess, kus ülemises ringprotsessis kasutatakse termodünaamilise kehana vett ning alumises protsessis madala keemistemperatuuriga vedelikke. Viimaseks on sobiv näiteks freon 21 ($t_k = 178,5^\circ\text{C}$, $p_k = 5,17\text{ MPa}$, küllastustemperatuur rõhul $0,1\text{ MPa} - t_s = 8,90^\circ\text{C}$ ja hangumistemperatuur $t_f = -135,0^\circ\text{C}$). Sellise ringprotsessi Ts -diagramm on esitatud joonisel 9-25. Kontuur $I II III IV IV' I$ väljendab ülemist ringprotsessi (termodünaamiliseks kehaks on veeaur) ning kontuur 12341 alumist ringprotsessi. Veeauru kondenseerumisel vabanev soojushulk $q_2^I = \square AIII III BA$ kantakse üle alumises soojusjõuseadmes tsirkuleerivale termodünaamilisele kehale. Kui protsess on väliselt tagastatav, siis $q_2^I = q_1^{II} = \square D41AD$. Ülemises ringprotsessis tehtud töö $l_I = I II III IV IV' I$ ja alumises ringprotsessis tehtud töö $l_{II} = \square 12341$. Ringprotsessist eemaldatud soojushulk $q_2 = q_2^{II} = \square A23CA$.



Joonis 9-25. Binaarse ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Kirjeldatud binaarse ringprotsessi rakendamisel saab kasutada erinevatel aastaegadel esinevat jahutusvee ja õhu temperatuuri erinevust (suvel on vee temperatuur õhu temperatuurist madalam, talvel aga vastupidi). Sellest tulenevalt sõltub freoonprotsessis kasutatav temperatuuride vahe oluliselt aastaajast. Talvel on maksimum ($\Delta t = t_v - t_s$), kuid suvel võib olla isegi negatiivne. Teiseks, valides alumise ringprotsessi veeaurust väiksema erimahuga termodünaamilise keha ning suurendades auru rõhku veeauru turbiini järel, võib aurujõuseadme agregaatvõimsust järsult tõsta.

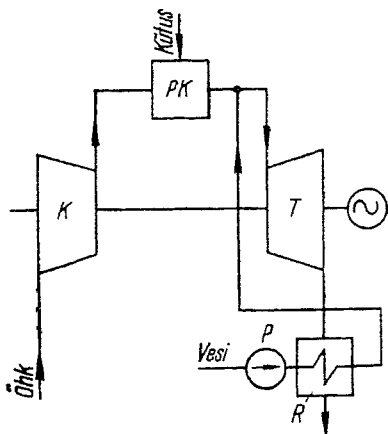
9-12. Aurgaasi liitringprotsess

Kaheksandas peatükis näidati, et küllaltki suur osa gaasiturbiini tööst kulub termodünaamilise keha komprimeerimiseks. Suhe l_h/l_t (l_h — kompressori poolt tarbitav töö, l_t — turbiini poolt tehtav töö) väheneb termodünaamilise keha entalpia suurenemisel. Teiselt poolt, suhet l_h/l_t on võimalik samuti vähendada l_t suurendamisega, kuid see on piiratud gaasi temperatuuriga turbiini ees. Termodünaamilise keha entalpia tõstmise üheks võimaluseks on gaasiturbiiniseadme ringprotsessis põlemisgaaside ja veeauru segu kasutamine (veeauru entalpia on suurem põlemisgaaside entalpiast). Selleks segatakse gaasiturbiini põlemiskambrit väljuvad gaasid eelsoojendatud veega. Vee eelsoojendamiseks kasutatakse turbiniist lahkuvate gaaside soojust.* Kütuse põlemisel vabanevast soojusest läheb osa põlemisgaasidesse pritsitava vee aurustamiseks ja ülekuumendamiseks. Veehulga valikuga saab reguleerida termodünaamilise keha temperatuuri soojusjõumasinasse sisenemisel.

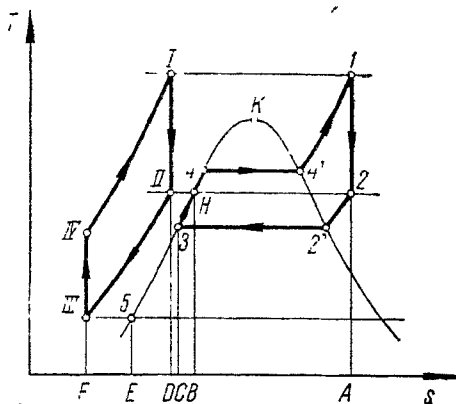
Aurgaasi soojusjõuseadme skeem on esitatud joonisel 9-26. Kompressoris (K) komprimeeritakse õhk rõhult p_{III} rõhuni p_{IV} ning suunatakse seejärel põlemiskambri (PK). Põlemiskambrit väljuvad gaasid segatakse regeneraatoris (R) turbiniist väljuvate gaasidega eelsoojendatud veega.

Aurgaasi soojusjõuseadme ringprotsess on lihtsustatud kujul esitatud Ts -diagrammil joonisel 9-27. Soojusjõuseadmes toimub paralleelselt kaks ringprotsessi: esimeses ($I II III IV I$) on termodünaamiliseks kehaks põlemisgaasid, teises ($122'344'1$) aga veeaur. Ts -diagramm ehitatakse 1 kg veeauru kohta. Gaaside ja auru segu paisub soojusjõumasinas algtemperatuurilt, mis on samane nii põlemisgaasidele kui ka veeaurule ($T_I = T_1$), lõpptemperatuurini $T_{II} = T_2$. Punktide I ja 1 asukoht Ts -diagrammil ($T_I = T_1 = konst.$ joone lõikumine isobaarjoontega) sõltub gaaside ja veeauru massvahekorra, s. o. veeauru ja põlemisgaaside partsiaalrõhust. Tähistades segu kogurõhu soojusjõumasinasse sisenemisel $p_{1,0} = p_1 + p_1$

* Põlemiskambri jahutamiseks võib kasutada sama vett.



Joonis 9-26. Aurugaasi soojusjõu-seadme skeem. *K* — kompressor, *T* — turbiin, *PK* — põlemiskamber, *R* — regeneraator, *P* — pump.



Joonis 9-27. Aurugaasi ringrotsessi kujutamine *Ts*-diagrammil.

(p_1 — veeauru partsialrõhk), siis Clapeyroni võrrandi kehtimisel $p_1 = (R_1 T_1 / v)$ ja $p_1 = (R_1 T_1 / v)$. Siinjuures tähistab R_1 ja R_1 gaaside ja veeauru gaasikonstanti ning v segu erimahtu.

Veele regeneraatoris antud soojushulk koosneb kahest osast. Esimene osa q_r' , mis on vajalik vee temperatuuri tõstmiseks tema algtemperatuurilt kuni veeauru partsialrõhule vastava küllastustemperatuurini, avaldub *Ts*-tasapinnal pindalana $\square E53CE$. Teine osa $q_r'' = \square C3HBC$ kulub vee kuumutamiseks tema partsialrõhule vastavalt küllastustemperatuurilt kuni soojusjõumasinast väljuva aurugaasi temperatuurini (piiriline juhus). Vee kuumutamine toimub aurugaasi jahtumisel üleantava soojuse arvel regeneraatoris.

Ringrotsessi antud soojushulk avaldub *Ts*-diagrammil pindalade $\square FIVIDF$ ja $\square BH44'1AB$ summana. Ringrotsessis tehtud töö $l = \square I III III IV I + \square 122'344'1$. Tähistades soojusjõu-seadmes ringleva gaasi ja veeauru suhte m , siis ringrotsessi termiline kasutegur avaldub valemiga

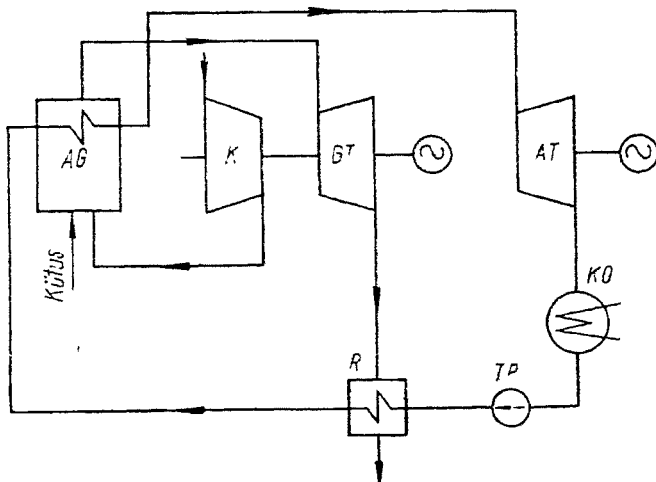
$$\eta_t = \frac{(i_1 - i_2) + m[(i_1 - i_{11}) - (i_{1V} - i_{11})]}{m(i_V - i_{1V}) + (i_1 - i_H)} \quad (9-43)$$

Valemi (9-43) tuletamisel ei ole arvestatud energia kulu pumbale.

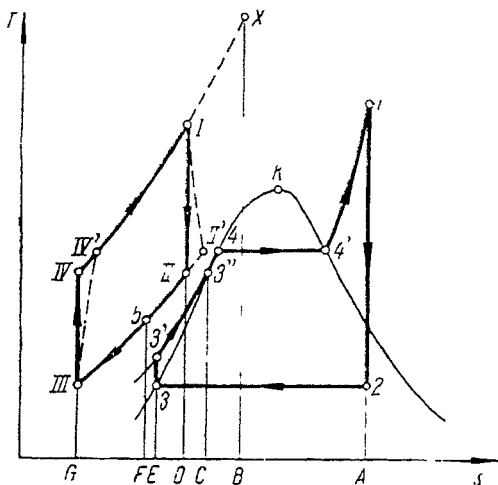
9-13. Gaasi- ja auruturbiinidega soojusjõuseadme liitringprotsess

Viimastel aastatel on leidnud üldist tunnustust ja kasutamist soojusjõuseadmed, milles kasutatakse paralleelselt gaasi- ja auruturbiini. Neid soojusjõumasinaid siduvaks seadmeks on aurugeneraator (joonis 9-28). Kompressorist (*K*) väljuv õhk suunatakse paralleelselt kütusega aurugeneraatori (*AG*) põlemiskambrisse. Põlemisgaaside soojust arvel genereeritakse aurugeneraatoris (küttepindades) aur, mis suundub auruturbiini (*AT*) ning sealt väljumisel kondenseeritakse kondensaatoris (*KO*). Aurugeneraatorit juhitakse sobiva temperatuuriga gaas (gaaside temperatuur alaneb vee aurustamiseks ja auru ülekuumendamiseks kulunud soojust tõttu) gaasiturbiini (*GT*). Sealt väljuvate gaaside soojust kasutatakse toitevee eelsoojendamiseks regeneraatoris (*R*). Gaasi- ja auruturbiinidega ringprotsessis toodetakse põhimine osa elektrienergiat aurujõumasinas (75–80%). Ringprotsessi ökonoomsus saavutatakse sel teel, et gaasiturbiini suunduv sobiva temperatuuriga gaas saadakse põlemisgaaside jahtumisel aurugeneraatoris, mitte aga segamisel õhuga, veega jne. Ringprotsessi kasutegurit suurendab ka termodünaamilise keha (gaasi) sügav jahtumine regeneraatoris.

Gaasi- ja aurujõuseadmetega liitprotsess on kujutatud *Ts*-diagrammil joonisel 9-29. Kontuur *I II III IV* väljendab gaasiturbiiniseadme ringprotsessi, kontuur *1233'44'1* aga aurujõuseadme ringprotsessi. Joon *IV-X* kirjeldab kütuse isobaarilist põlemist auru-



Joonis 9-28. Gaasi- ja auruturbiiniga soojusjõuseadme skeem. *AG* — aurugeneraator (põlemiskamber), *K* — kompressor, *GT* — gaasiturbiin, *AT* — auruturbiin, *KO* — kondensaator, *TP* — toitepump, *R* — regeneraator.



Joonis 9-29. Gaasi- ja auruturbiiniga soojusjõu-seadme liitringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

generaatori koldes (T_x — kütuse teoreetiline põlemistemperatuur). Gaas suundub turbiini temperatuuril T_x . Isobaarjoon $X-I$ kujutab termodünaamilise keha (gaasi) jahtumist aurgeneraatoris. Soojushulk $q_a = i_1 - i_{3'}$, $= \square BXIDB = \square C3''44'1AC$ antakse aurgeneraatoris veele. Gaaside temperatuur alaneb regeneraatoris T_{II} -lt T_b -le, andes üle veele soojushulga $q' = \square DIIfFD = \square E3'3''CE$.

Gaasi- ja auruturbiiniga liitringprotsessi termiline kasutegur avaldub valemiga

$$\eta_t = \frac{(i_1 - i_2) - v(p_1 - p_2) + m[(i_1 - i_{II}) - (i_{IV} - i_{III})]}{m(i_x - i_{IV})} \quad (9-44)$$

Ringprotsessis tsirkuleeriva gaasi- ja veehulkade suhe on määratav soojusbilansi võrrandist

$$i_{3''} - i_{3'} = m(i_{II} - i_b) \quad (9-45)$$

Gaasi- ja aurujõuseadmetega liitringprotsessi absoluutne efektiivne kasutegur

$$\eta_e = \frac{(i_1 - i_2) \eta_{oi}^a \eta_m^a - \frac{v(p_1 - p_2)}{\eta_p} + m \left[(i_1 - i_{II}) \eta_{oi}^g \eta_m^g - \frac{i_{IV} - i_{III}}{\eta_k} \right]}{m(i_x - i_{IV})} \quad (9-46)$$

kus η_{oi}^a , η_m^a — auruturbiini sisemine suhteline ja mehaaniline kasutegur,

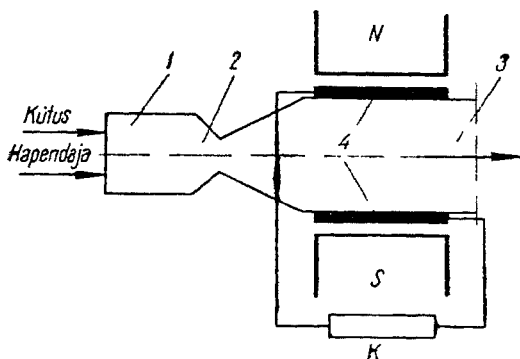
- $\eta_{\delta i}^g, \eta_m^g$ — gaasiturbiini sisemine suhteline ja mehaaniline kasutegur,
 η_p, η_k — pumba ja kompressori kasutegur,
 i_{IV} — termodünaamilise keha entalpia kompressorist väljumisel.

9-14. Magnethüdrodünaamilise jõuseadme ringprotsess

Magnethüdrodünaamilises (*MHD*) generaatoris muundatakse soojus otseselt elektrienergiaks. *MHD* jõuseadme loomise idee ei ole uus, kuid tema praktilisele rakendamisele on asutud alles viimastel aastatel. Selles suunas toimuvad käesoleval ajal ulatuslikud teaduslikud uurimused.

Joonisel 9-30 on toodud kütuse põlemisgaasidel töötava *MHD* generaatori põhimõtteline skeem. Seadme põlemiskambrit (1) suunduvad kütuse põlemisel moodustunud põlemisgaasid läbi düüsi (2) *MHD* generaatori kanalisse (3). Gaasivoolus omandab düüsis suure kiiruse. Kõrgete temperatuuride saamiseks suunatakse põlemiskambrisse kas kõrgetemperatuuriline või hapnikuga rikastatud õhk. Kütusena kasutatakse nii gaas-, vedel-, kui ka tahkeid kütuseid. Kõrgetel temperatuuridel (2000—3000 °C) gaas ioniseerub (sisaldab vabu elektrone ja ioone). Sellist osaliselt ioniseeritud gaasi nimetatakse madalatemperatuuriliseks plasmaks. Kõrgetemperatuuriline plasma, erinevalt madalatemperatuurilisest plasmast, on maksimaalse või sellele lähedase ionisatsiooniastmega gaas. Gaasi ionisatsiooniastme all mõistetakse antud ruumi osas olevate elektriliselt laetud osakeste arvu suhet kogu osakeste arvu. Plasma on elektrit juhtiv keha.

Põlemisgaasid ioniseeruvad märgatavalt alles suhteliselt kõrgetel temperatuuridel (2500 °C ja enam). Madalatemperatuurilise plasma ionisatsiooniastme suurendamiseks suunatakse põlemis-



Joonis 9-30. *MHD* generaatori skeem. 1 — põlemiskamber, 2 — düüs, 3 — *MHD* kanal, 4 — elektroodid, K — elektriline koormus.

kambrisse väikest ionisatsioonipotentsiaali omavaid aineid (peamiselt leelismetalle).

Plasma, läbides düüsi, omandab suure kiiruse ning suundub *MHD* generaatori kanalisse. Elektrit juhtiva plasma vooluse lõikumisel ristsuunalise magnetväljaga *MHD* generaatori kanalis, analoogiliselt elektrigeneraatoriga, indutseerub plasmas elektromotoorjõud.

Suletud elektri ahela korral tekib viimases vool. Elektrivoolu olemasolul mõjub gaasivoolule tema liikumist pidurdav pondermootorjõud. Elektrilist tööd teeb pondermootorjõud, mis väljendub vooluse kineetilise energia vähenemises. Proportsionaalselt tehtava tööga langeb vooluse temperatuur (entalpia) ning koos sellega ka plasma ionisatsiooniaste. Temperatuuri alanemisel teatud piirini väheneb keha ionisatsiooniaste niivõrd, et elektri otsene genereerimine ei ole enam efektiivne. Vastavalt üldistatud Ohmi seadusele avaldub plasmat läbiva elektrivoolu tihedus valemiga

$$l = \sigma(E + \omega B), \quad (9-47)$$

kus σ — plasma elektrierijuhtivus,

E — elektrivälja tugevus,

ω — vooluse kiirus,

B — magnetiline induktsioon.

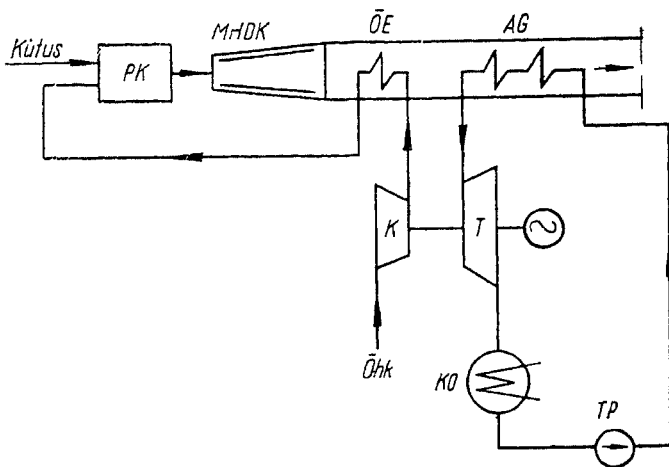
Võrrandist (9-47) järeldub, et indutseeritav vool on seda suurem, mida suurem on gaasivoolu kiirus, plasma elektrijuhtivus ja magnetvälja tugevus.

Joonisel 9-30 esitatud *MHD* generaator on nn. lineaarne konduktiiv *MHD* generaator. Selle kõrval eksisteerib veel mitmesuguseid teisi skeeme, näiteks, vahelduvvoolu induktsioonigeneraatoreid jt. Vaatamata sellele on termodünaamilise analüüsi seisukohalt kõik *MHD* generaatorid ühtsed.

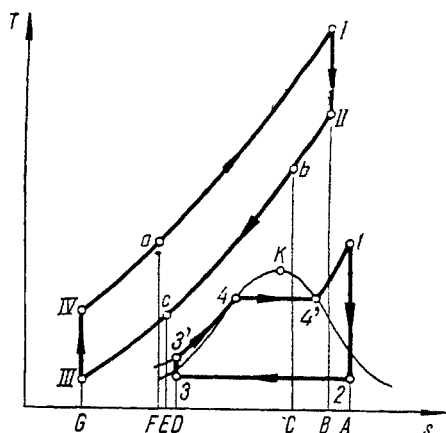
Tähistades termodünaamilise keha entalpia muutuse *MHD* generaatori kanalis $i_I - i_{II}$, siis keha adiabaatilisel oleku muutusel on see võrdne genereeritava elektrienergiaga.

MHD generaatori eelis, võrreldes gaasi- ja auruturbiinseadmetega, on peamiselt selles, et siin on otseselt kasutatav kõrgetemperatuurilise potentsiaaliga põlemisgaasid (auruturbiinis maksimumselt 650 °C, gaasiturbiinis vastavalt 1100—1150 °C). *MHD* generaatoris vastab termodünaamilise keha ülemine temperatuur otseselt soojusallika temperatuurile. Tänu sellele on *MHD* generaatorprotsessis väline tagastamatus väike.

MHD generaatorist väljuvate gaaside temperatuur, olles määratud keha vajaliku minimaalse ionisatsiooniastmega, on kõrge. *MHD* generaatorist väljuvat kõrgetemperatuurilist gaasi on sobiv kasutada põlemiskambrisse antava õhu eelsoojendamiseks ja auru genereerimiseks. Aurugeneraator koos aurutusturbiiniga ja teiste vaja-



Joonis 9-31. MHD seadme skeem. PK — põlemiskamber, MHDK — MHD kanal, OE — õhuelsoojendi, AG — aurugeneraator, K — kompressor, T — auruturbiin, KO — kondensaator, TP — toitepump.



Joonis 9-32. MHD seadme ringprotsessi kujutamise Ts -diagrammil

like seadmetega moodustavad MHD soojusjõuseadme teise astme (alumine ringprotsess). MHD generaatorist ja auruturbiinseadme moodustava soojusjõuseadme kasutegur ületab ligikaudu 10% võrra kaasaja aurujõuseadmete kasuteguri.

Lahtise MHD seadme põhimõtteline skeem on toodud joonisel 9-31 ja temale vastav ideaalne ringprotsess Ts -diagrammil joonisel 9-32.

Kompressoris (K) komprimeeritakse õhk atmosfäärirõhult p_{III} rõhule p_{IV} . Põlemiskambris (PK) siseneva õhu eelsoojendamine toimub MHD kanalist ($MHDK$) väljuvatelt gaasidelt saadava soojuse arvel. Põlemiskambris juhatakse samuti ka gaasi ioniseerivad lisandid. Termodünaamiline keha teeb adiabaatilisel paisumisel MHD generaatori kanalis tehnilist tööd (saadakse elektrilise tööna). Õhu eelsoojendi ($ÕE$) järel paiknevad aurugeneraatori küttepinnad (AG). Aurugeneraatorist väljuv aur suundub auruturbiini (AT) ja sealt edasi kondensaatorisse (KO). Kondensaator pumbatakse toitepumba abil (TP) tagasi aurugeneraatorisse. Joonisel 9-32: $I-II$ — gaaside isoentroopiline paisumine MHD generaatoris, $II-b$ — gaaside isobaariline jahtumine õhuelsoojendis, $b-c$ — gaaside isobaariline jahtumine aurugeneraatori küttepindadel, $c-III$ — gaaside jahtumine õhuatmosfääris, $III-IV$ — õhu adiabaatiline komprimeerimine kompressoris, $IV-I$ — soojuse isobaariline protsessi viimine ($IV-a$ — õhu eelsoojendamine, $a-I$ — soojuse eraldumine põlemiskambris), $1-2$ — auru paisumine aurujõumasinas, $2-3$ — auru kondenseerumine kondensaatoris, $3-3'$ — vee adiabaatiline komprimeerimine pumbas, $3'-4-4'-I$ — vee kuumutamine, aurustamine ja veeauru ülekuumendamine aurugeneraatoris.

Ts -diagrammil pindala $q_r = \square GIVaFG = \square BIIbCB$ väljendab regeneraatoris õhule üleantud soojushulka. Soojus $q = \square CbcEC$ kandub aurugeneraatoris üle veele, olles ühtlasi võrdne pindalaga $\square D3'44'1AD$. Gaasidega ülemisest ringprotsessist eemalduv soojushulk $q_2^I = \square EcIII GE$ ning alumisest ringprotsessist auru kondenseerumisel eemalduv soojus $q_2^{II} = \square A23DA$. Ülemises ringprotsessis tehtud töö $l_I = \square IIIIII IVI$ ja alumises ringprotsessis tehtud töö $l_{II} = \square I233'44'1$. Ringprotsessi antud soojushulk $q_1 = \square FaIBF$.

MHD seadme ringprotsessi termiline kasutegur

$$\eta_t = \frac{m[(t_I - t_{II}) - (t_{IV} - t_{III})] + (i_1 - i_2) - v(p_1 - p_2)}{m(i_1 - i_a)} \quad (9-48)$$

Ringprotsessis tsirkuleeriva gaasi ja vee hulkade suhe on arvutatav järgmisest soojusbilansi võrrandist:

$$m(i_b - i_c) = i_1 - i_3 = (i_1 - i_2') - v(p_1 - p_2) \quad (9-49)$$

Joonisel 9-31 esitatud MHD seadme skeem ei ole ainuvõimalik. Näiteks võib kasutada skeemi, kus õhuelsoojendist väljuv gaas (gaasi rõhk ületab atmosfääri rõhu) suundub gaasiturbiini.

10. Soojuse transformatsioon

10-1. Soojuse transformatsiooniprotsesside üldine iseloomustus

Soojuse transformatsiooniks nimetatakse soojuse ülekandmist madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale. Soojuse transformeerimise seadmed kannavad soojuse transformaatore nime. Vastavalt termodünaamika teisele seadusele võib soojuse transformatsioon toimuda ainult välise energia või soojuse arvel.

Sõltuvalt soojust andva (madalama temperatuuriga keha) ja soojust vastuvõtva keha (kõrgema temperatuuriga keha) temperatuuri nivoost väliskeskkonna temperatuuri suhtes, jagunevad soojuse transformeerimise protsessid ja soojuse transformaatored kolme rühma. Soojust andvat ja soojust vastuvõtvat keha nimetatakse sageli ka vastavalt alumiseks ja ülemiseks soojusallikaks.

1. Külmutus (jahutus) protsessid. Külmutusprotsessides on alumise soojusallika temperatuur T_{II} madalam väliskeskkonna temperatuurist ($T_{II} < T_0$) ning ülemise soojusallika temperatuur võrdub väliskeskkonna temperatuuriga ($T_I = T_0$). Seega toimub külmutusseadmetes soojuse ülekandmine madalama temperatuuriga kehalt (T_{II}) väliskeskkonda (T_0). Külmutusprotsessideks nimetatakse tavaliselt selliseid protsesse, kus alumise soojusallika temperatuur (jahutus kambri temperatuur) on alla 0°C , jahutusprotsessides asub ta aga 0°C ja keskkonna temperatuuri vahel.

2. Soojusepump-protsess. Soojusepump-protsessides alumise soojusallika temperatuur on kas võrdne või suurem väliskeskkonna temperatuurist ($T_{II} \geq T_0$) ning ülemise soojusallika temperatuur ületab väliskeskkonna temperatuuri. Esimesel juhul on madalama temperatuuriga kehaks väliskeskkond, teisel juhul aga väliskeskkonna temperatuurist kõrgema temperatuuriga keha. Viimaseks võib olla näiteks tehnoloogiliste seadmete jahutusvesi või

mõni muu madalatemperatuuriline soojusallikas, mille temperatuur on väliskeskkonna temperatuurist veidi kõrgem.

3. **Kombineeritud külmutus-soojusepump-protsess.** Kombineeritud külmutus-soojusepump-protsessis on alumise soojusallika temperatuur madalam väliskeskkonna temperatuurist ($T_{II} < T_0$) ning ülemise soojusallika temperatuur ületab väliskeskkonna temperatuuri ($T_I > T_0$).

Külmutus (jahutus) protsesside eesmärgiks on keha temperatuuri viimine allapoole väliskeskkonna temperatuuri. Külmutusprotsesseid leiavad ulatuslikku rakendamist mitmetes tööstusharudes (keemia-, metallurgia-, toiduainetetööstus jm.), kanalite- ja metrooehitusel, mäetööl, pinnase külmutamisel jne. Jahutusprotsesse kasutatakse peamiselt õhu konditsioneerimisel, hoonete ventileerimisel jm.

Soojusepump-protsesse kasutatakse soojuse viimiseks väliskeskkonna temperatuurilt kõrgema temperatuuriga kehale. Ta leiab rakendamist soojuse varustussüsteemides (küte ja soojaveevarustus), just eriti nendes rajoonides, kus termofikatsioon ja tsentraalne soojusevarustus majanduslikult ennast ei õigusta ja samuti ka lühikese kütteperioodiga kohtades.

Kombineeritud protsess ühendab endas nii külmutus- kui ka soojusepump-protsessi. Sellise protsessi tulemusena kantakse soojus keskkonna temperatuurist kõrgema temperatuuriga kehale. Vaadeldav seade töötab samaaegselt külmutus- kui ka soojusepumpseadmena.

Soojusepumpade ja kombineeritud soojusetransformaatorite kasutamine on käesoleval ajal piiratud. Seda peamiselt suure elektrenergia kulu tõttu.

Tööprintsibiililt jagunevad soojusetransformaatorid kolme põhiklassi: kompressor-, ežektor- ja absorptsioonseadmeteks. Peale selle kasutatakse veel Ranken-Hilschi efektil põhinevaid ja termoelektrilisi, termomagnetilisi ning magnetilisi soojusetransformaatoreid. Olenevalt soojuse transformatsiooniks kasutatava termodünaamilise keha omadustest, jagunevad kompressorseadmed gaasi- ja aurukompressor soojusetransformaatoriteks.

Soojusetransformaatorite töö aluseks on pöördringprotsessid (vt. II pkt.), millistest kõige täielikumaks on Carnot' pöördringprotsess.

Soojusetransformaatori koostisosadeks on kompressor või pump ning termodünaamilise keha paisuti tema temperatuuri alandamiseks. Termodünaamilise keha paisumine toimub kas spetsiaalses masinas nn. detandris või drosselseadmes. Termodünaamiline keha teeb detandris adiabaatilisel paisudes tööd. Tuntakse kolb- ja turbiindetandreid, mis sarnanevad oma ehituselt vastavalt kolbmootorile ja turbiinile. Detander on tavaliselt otsesidestuses kompressoriga.

Ideaalse (tagastatava) külmutusseadme iseloomustamiseks kasutatakse teoreetilise jahutusreguri mõistet, s.o. jahutuskambris termodünaamilisele kehale üleantud soojushulga suhet ringprotsessis tarbitud töösse:

$$\varepsilon_t = \frac{q_0}{l}, \quad (10-1)$$

kus q_0 — madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale ülekantud soojushulk,

l — soojushulga q_0 ülekandmiseks tarbitud töö.

Carnot' pöördringprotsessi korral (vt. valem (2-64)) teoreetiline jahutusregur avaldub valemiga

$$\varepsilon_c = \frac{T_{II}}{T_0 - T_{II}} = \frac{1}{\frac{T_0}{T_{II}} - 1}, \quad (10-2)$$

kus T_0 — väliskeskkonna temperatuur,

T_{II} — alumise soojusallika temperatuur.

Valemist (10-2) nähtub, et Carnot' pöördringprotsessi jahutusregur on seda suurem, mida väiksem on suhe T_0/T_{II} . Temperatuuri T_0 alanemisel ε_t suureneb, temperatuuri T_{II} vähenemisel aga väheneb.

Termodünaamika esimese seaduse kohaselt $q_1 - q_0 = l$ (siinjuures tähistab q_1 väliskeskkonnale üleantud soojust).

Ideaalse soojusepumba iseloomustamiseks kasutatakse teoreetilist soojusetegurit, mille all mõistetakse ülemisele soojuseallikale üleantud soojushulga suhet ringprotsessis tarbitud töösse:

$$\xi_t = \frac{q_1}{l} = \frac{q_0 + l}{l} = 1 + \varepsilon_t. \quad (10-3)$$

Teoreetiline soojusetegur on alati suurem kui üks ($\xi_t > 1$).

Kui külmutusseadme ringprotsessi kasulikuks efektiks on soojushulga q_0 eemaldamine jahutatavalt kehalt, siis soojusepumbas on selleks soojuse ülekandmine väliskeskkonnalt tema temperatuurist kõrgema temperatuuriga kehale. Sellest tulenevalt ületab ülekantav soojushulk alati tema transformeerimiseks vajaliku töö ning soojusetegur $\xi_t > 1$.

Soojuse tagastamatut transformatsiooni iseloomustatakse tegeliku jahutus- ja soojuseteguriga.

10-2. Gaasikompressor-külmutusseadme ringprotsess

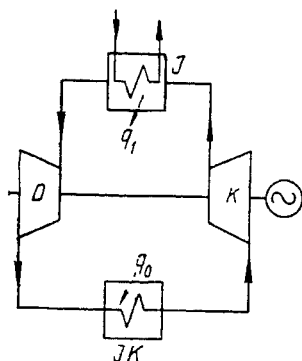
Gaasikompressor-külmutusseadmetes kasutatakse termodünaamilise kehana peamiselt õhku, mistõttu neid sageli nimetatakse ka õhukompressor-külmutusseadmeteks.

Gaasikompressor-külmutus- ja jahutusseadmetes on termodünaamiline keha kogu ringprotsessi vältel gaasilises olekus.

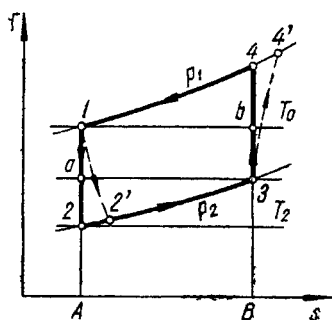
Gaasikompressor-külmutusseadme skeem on esitatud joonisel 10-1 ja sellele vastav ideaalne ringprotsess (täisjoon) Ts -diagrammil joonisel 10-2. Termodünaamiline keha paisub detandris (D) isentroopiliselt rõhult $p_1(T_0)$ (punkt 1) rõhule $p_2(T_2)$ (punkt 2) ning teeb töö l_p , mis kantakse üle kompressorile (K) (kompressor on mehaaniliselt sidestatud detandriga). Termodünaamiline keha suundub detandrist jahutuskambrisse (JK). Jahutuskambris saab termodünaamiline keha isobaariliselt soojushulga q_0 , mis Ts -diagrammil avaldub pindalana $\square A23BA$. Selle tulemusena tõuseb termodünaamilise keha temperatuur T_2 -lt (punkt 2) T_3 -ni (punkt 3). Kompressoris (K) termodünaamilise keha isentroopiliselt komprimeerimisel tema temperatuur tõuseb keskkonna temperatuurist kõrgemale. Viimane on vajalik soojuse ülekandmiseks kehale keskkonnale. Termodünaamilise keha isentroopiliselt komprimeerimist väljendab Ts -diagrammil joon 3-4. Keha isobaariliselt jahutamisel väliskeskkonnale üleantav soojushulk avaldub Ts -diagrammil pindalana $q_1 = \square B41AB$. Soojuse transformeerimiseks tarbitud töö on ekvivalentne pindalaga $l = \square 12341$.

Termodünaamilisele kehale jahutuskambris üleantud soojushulk

$$q_0 = i_3 - i_2 = c_p(T_3 - T_2). \quad (10-4)$$



Joonis 10-1. Gaasikompressor-külmutusseadme skeem. K — kompressor, D — detander, JK — jahutuskamber, J — jahutaja.



Joonis 10-2. Gaasikompressor-külmutusseadme ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Väliskeskkonnale üleantud soojushulk

$$q_1 = i_4 - i_1 = c_p(T_4 - T_0). \quad (10-5)$$

Valemite (10-4) ja (10-5) tuletamisel on eeldatud, et termodünaamilise keha erisoojus ei sõltu temperatuurist.

Kuna $l = q_1 - q_0$, siis gaasikompressor-külmutusseadme teoreetiline jahutustegur avaldub

$$\varepsilon_l = \frac{q_0}{l} = \frac{1}{\frac{T_4 - T_0}{T_3 - T_2} - 1}. \quad (10-6)$$

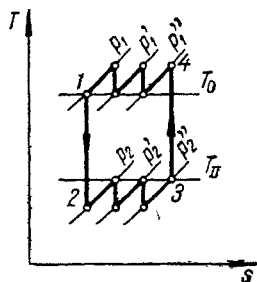
Kui termodünaamiliseks kehaks on ideaalne gaas, siis $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$, $\frac{T_0}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$ ja $\frac{T_4}{T_3} = \frac{T_0}{T_2}$ ehk $\frac{T_0}{T_4} = \frac{T_2}{T_3}$. Viimasest seosest järeldub: $1 - \frac{T_0}{T_4} = 1 - \frac{T_2}{T_3}$ ehk $\frac{T_4 - T_0}{T_3 - T_2} = \frac{T_4}{T_3}$. Seega

$$\varepsilon_l = \frac{1}{\frac{T_4}{T_3} - 1} = \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}. \quad (10-7)$$

Valem (10-7) on otseselt järeldatav ka seosest (2-50), kui pidada silmas valemit (8-23).

Mida kitsamas entroopia muutuse ($s_4 - s_1$) intervallis toimub gaasikompressor-külmutusseadme tagastatav ringprotsess, seda madalam on protsessi maksimaalne temperatuur T_4 ja kõrgem protsessi minimaalne temperatuur T_2 . Vahe ($s_4 - s_1$) vähenemisel gaasikompressor-külmutusseadme ringprotsessi teoreetiline jahutustegur suureneb ning läheneb üha enam Carnot' pöödringprotsessi (temperatuuri-intervallis $T_0 - T_3$) jahutustegurile. Seda seetõttu, et sellisel juhul protsessi ülemine keskmine temperatuur $\overline{T}_I = \int T ds$ (14) ligineb temperatuurile T_0 ning alumine keskmine temperatuur $\overline{T}_{II} = \int T ds$ (23) omakorda temperatuurile T_3 . Ringprotsessi niisugune «kokku surumine» viib soojushulga $q_0 = i_3 - i_2$ vähenemisele ning samaaegsele termodünaamilise keha kulu (kg/s) suurenemisele.

Temperatuure \overline{T}_I ja T_0 ning \overline{T}_{II} ja T_3 on võimalik teineteisele lähendada (ehk vähendada temperatuuride vahet $\Delta T_I = T_4 - T_0$ ja $\Delta T_{II} = T_3 - T_2$) ning koos sellega suurendada gaasikompressor-külmutusseadme teoreetilist jahutustegurit, kui termodünaamilise keha üheastmelise komprimeerimise ja paisumise asemel kasutada mitmeastmelist komprimeerimist koos mitmeastmelise paisumisega.



Joonis 10-3. Termodünaamilise keha mitmeastmelise komprimeerimise ja paisumise gaasikompressor-külmutusseadme ringrotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Termodünaamilise keha kolmeastmelise komprimeerimise ja kolmeastmelise paisumisega gaasikompressor-külmutusseadme ringrotsess on kujutatud Ts -diagrammil joonisel 10-3. Iga kompressori astme järel (keha isoentroopiline komprimeerimine kompressori üksikutes astmetes on kujutatud joonisel vertikaaljoontena temperatuuride vahemikus $T_0 - T_4$) paikneb jahutaja, kus kantakse väliskeskkonnale üle soojushulk q_1 . Termodünaamilise keha jahtumine jahutajates toimub isobaariliselt rõhkudel p_1'' , p_1' ja p_1 . Iga detandri astme järel (keha isoentroopiline paisumine detandri üksikutes astmetes on kujutatud vertikaaljoontena temperatuuride intervallis $T_{II} - T_2$) paikneb soojusvaheti, milles antakse termodünaamilisele kehale üle jahutuskambri eemaldatav soojushulk q_0 . Soojuse ülekandumine soojusvahetis toimub isobaariliselt rõhkudel p_2 , p_2' ja p_2'' .

Realse gaasikompressor-külmutusseadme ringrotsess erineb teoreetilisest ringrotsessist jahutuskambris ülekantava soojushulga ja tarbitava töö osas. Tegelikult külmutusseadme ringrotsessis termodünaamilise keha entroopia suureneb nii komprimeerimisel kui ka paisumisel (reaalset ringrotsessi väljendab joonisel 9-2 kontuur $12'34'1$). Kasutades joonisel 9-2 esitatud tähisteid, avaldub reaalse gaasikompressor-külmutusseadme jahutustegur valemiga

$$\varepsilon = \frac{T_3 - T_2}{(T_4 - T_3) - (T_1 - T_2)} = \frac{T_3 - T_2}{\frac{T_4 - T_3}{\eta_{ad}} - (T_1 - T_2)\eta_d} \quad (10-8)$$

kus η_{ad} — kompressori adiabaatiline kasutegur,
 η_d — detandri suhteline sisemine kasutegur.

Kuna $T_2 = T_1 - (T_1 - T_2)\eta_d$ ning tähistades $z = (T_1/T_3)$ ja $x = (T_4/T_3) = (T_1/T_2)$, omandab valem (10-8) pärast mõningaid teisendusi kuju:

$$\varepsilon = \frac{\frac{z-1}{x-1}\eta_{ad} - \frac{z}{x}\eta_{ad}\eta_d}{\frac{z}{x}\eta_{ad}\eta_d - 1} \quad (10-9)$$

Viimasest seosest nähtub, et jahutustegur ε on null, kui

$$\frac{x}{x-1} = \frac{z}{z-1} \eta_d \quad (10-10)$$

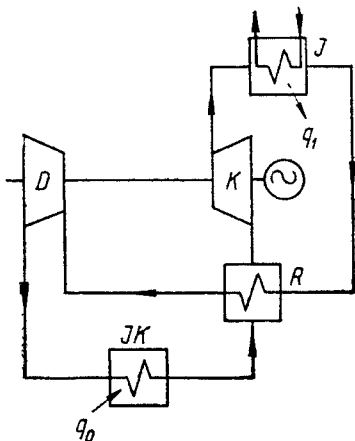
ehk

$$x = \frac{z\eta_d}{1-z(1-\eta_d)}. \quad (10-11)$$

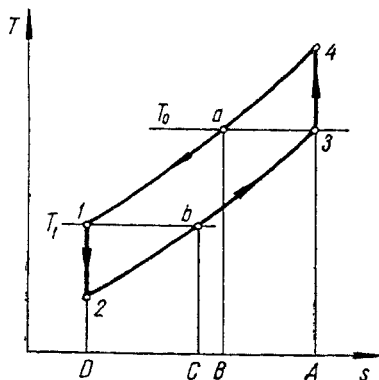
Vaadeldes jahutustegurit x funktsioonina, on tal antud z väärtusel maksimum. Viimane on leitav tingimusest $(\partial\varepsilon/\partial x)_z=0$. Näiteks, kui $z=1,25$, $\eta_{ad}=0,8$ ja $\eta_{ad}\eta_d=0,7$, esineb maksimaalne ε väärtus $x \approx 1,6$ juures.

Maksimumi olemasolu kõveral $\varepsilon=\varepsilon(x, z=\text{konst.})$ on põhjustatud järgmisest asjaolust. Vahe (s_4-s_1) vähendamine suurendab küll külmutusseadme teoreetilist jahutustegurit, kuid samaaegselt lähendab ka punkti 2' punktile 3. Seega (s_4-s_1) vähenemisel suureneb nii ringprotsessi teoreetiline jahutustegur kui ka suhteline tagastamatus. Viimast võib hinnata suhtega $(s_2-s_2)/(s_3-s_2)$.

Gaasikompressor-külmutusseadme ringprotsessi välist tagastamatust (temperatuuride vahet T_3-T_2 ja T_4-T_1) on võimalik vähendada ning ringprotsessi lähendada Carnot' pöördringprotsessile, kui kasutada soojust regeneratsiooni. Regeneratiivse gaasikompressor-külmutusseadme skeem on toodud joonisel 10-4. Jahutajast (J) väljuv termodünaamiline keha läbib enne detandrisse (D) sisenemist regeneraatori (R). Regeneratsiooni kasutamisel termodünaamilise keha temperatuur detandrisse sisenemisel väheneb, võimaldades gaasi sügavamalt jahtumist adiabaatilisel paisumisel. Pärast jahutuskambri soojenemist läbib termodünaamiline keha taas regeneraatori ning suundub kompressorisse.



Joonis 10-4. Regeneratiivse gaasikompressor-külmutusseadme skeem. R — regeneraator (ülejäänud tähised vt. jooniselt 10-1).



Joonis 10-5. Regeneratiivse gaasikompressor-külmutusseadme ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Piirilise regeneratsiooniga ($T_1 = T_b$, $T_3 = T_a$) gaasikompressor-külmutusseadme tagastatav ringprotsess on kujutatud Ts -diagrammil joonisel 10-5. Sellel joonisel: 1-2 — keha isentroopiline paisumine detandris, 2- b — keha isobaariline soojenemine jahutuskambris, b -3 — keha kuumenemine regeneraatoris, 3-4 — keha isentroopiline komprimeerimine kompressoris, 4- a — keha isobaariline jahtumine jahutis, a -1 — keha isobaariline jahtumine regeneraatoris. Nagu näeme on regeneratsiooni rakendamisel jahutuskambris termodünaamilise keha maksimaalseks temperatuuriks T_1 , regeneratsiooni puudumisel oleks see temperatuur tunduvalt kõrgem. Regeneratsiooni kasutamisel saab alandada ka protsessi maksimaalset temperatuuri T_4 . Jahutuskambrist eemaldatav soojushulk avaldub Ts -diagrammil pindalana $q_0 = \square D2bCD$, regeneraatoris üleantud soojushulk $q_r = \square Cb3AC = \square Ba1DB$. Jahutajas väliskeskkonnale üleantud soojushulk $q_1 = \square A4aBA$.

Tuletame regeneratiivse gaasikompressor-jahutusseadme teoreetilise jahutusteguri avaldise.

Jahutuskambris termodünaamilisele kehale üleantud soojushulk (täielik regeneratsioon)

$$q_0 = i_b - i_2 = c_p (T_b - T_2) = c_p (T_1 - T_2). \quad (10-12)$$

Ringprotsessis tarbitav töö

$$l = (i_4 - i_3) - (i_1 - i_2) = c_p [(T_4 - T_3) - (T_1 - T_2)]. \quad (10-13)$$

Teoreetiline jahutustegur

$$\epsilon_t = \frac{q_0}{l} = \frac{T_1 - T_2}{(T_4 - T_3) - (T_1 - T_2)} = \frac{1}{\frac{T_4 - T_3}{T_1 - T_2} - 1}. \quad (10-14)$$

Jagades võrrandi (10-14) lugeja ja nimetaja läbi temperatuuriga T_2 ning arvestades sellega, et $\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_4}{T_3}$ ehk $\frac{T_4 - T_3}{T_1 - T_2} = \frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1}$, saame

$$\varepsilon_t = \frac{1}{\frac{T_4}{T_1} - 1} = \frac{T_1}{T_4 - T_1}. \quad (10-15)$$

Tulemusest selgub, et regeneratiivse gaasikompressor-külmutusseadme ringrotsessi teoreetiline jahutustegur piirilise regeneratsiooni korral temperatuuride suhte T_4/T_1 vähenemisel suureneb. Temperatuuri T_4 alanemine suurendab jahutustegurit, sest sellisel juhul ei lähene komprimeerimis- ja paisumistööde suhe mitte ühele, vaid temperatuuride suhte T_3/T_1 . Seega suurendab regeneratsiooni kasutamine (analoogiliselt pärispidisele ringrotsessile, vt. VIII ptk.) gaasikompressor-külmutusseadme soojuslikku efektiivsust.

Kuna gaaside erisoojus on väike, siis ajaühikus jahutusseadet läbiva termodünaamilise keha kogus on suhteliselt suur. See piirab gaasikompressor-jahutusseadmetes suurte soojustootlikkuste puhul kolbkompressorite ja -detandrite kasutamist. Selleks otstarbeks on kõige sobivam kasutada kõrgrõhu tsentrifugaalkompressoreid ja turbiindetandreid.

Gaasikompressor-soojusepumba ringrotsess on kirjeldatule täiesti analoogiline. Gaasikompressor-soojusepumba soojusetegur on määratav jahutusteguri kaudu valemiga $\xi_t = 1 + \varepsilon_t$. Õhukompressor-soojusepumpasid kasutatakse hoonete kütte- ja ventilatsioonisüsteemides.

10-3. Aurukompressor-külmutusseadme ringrotsess

Aurukompressor-külmutusseadmes on sobivaks termodünaamiliseks kehaks aine, millel oleks kogu ringrotsessi temperatuurintervallis kõrge küllastusrõhk, kõrged kriitilised parameetrid ning suur faasimuundussoojus.

Vesi ei ole aurukompressor-külmutusseadmetes sobivaks termodünaamiliseks kehaks madala hangumistemperatuuri ja väikese küllastusrõhu tõttu (vee küllastustemperatuur 2°C juures on 720 Pa). Enamkasutatavateks kehadeks on: kloormetüül (CH_2Cl), süsinikdioksiid (CO_2), ammoniaak (NH_3) ja freoonid (freooni üldvalem on $\text{C}_m\text{H}_x\text{F}_y\text{Cl}_z$). Tööstuslikult toodetavate freoonide nomenklatuur on väga mitmekesine. Erinevates temperatuuripiirkondades tuleb kasutada erinevate termodünaamiliste omadustega freoone. Aurukompressor-külmutusseadmetes kasutatavate mõningate ainete omadused on toodud tabelis 10-1.

Tabel 10-1 Aurukompressor-külmutusseadmetes kasutatavate mõningate ainete termodünaamilisi omadusi

Aine nimetus	$t_s, ^\circ\text{C}$	$t_h, ^\circ\text{C}$	p_h, MPa	$t_f, ^\circ\text{C}$	$\frac{T_h}{T_s}$	z_h
Ammoniaak	-33,45	132,4	11,30	-77,4	1,652	4,26
Süsinikdioksiid	-78,52	31,0	7,38	-56,6		3,63
Kloormetüül	-23,7	143,1	6,68	-97,6	1,669	3,63
Freoon 10	76,7	283,14	4,56	-22,9	1,590	3,68
Freoon 12	-29,8	112,04	4,12	-155,0	1,579	3,59
Freoon 21	8,90	178,5	5,17	-135,0	1,601	3,69
Freoon 22	-40,8	96,0	4,94	-160,0	1,590	3,78
Freoon 142	-9,2	136,4	4,12	-130,8	1,553	3,53
Freoon 143	-47,6	73,1	3,78	-111,3	1,535	3,90
Freoon 160	12,0	187,2	5,25	-138,7	1,613	2,73

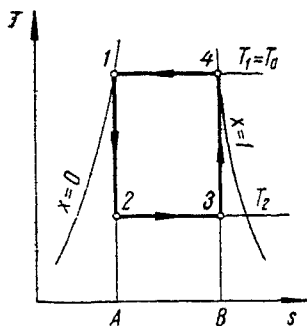
Märkus: t_s — normaalkeemistemperatuur (rõhul $p_s=0,1$ MPa), t_f — hantumistemperatuur, $z_h=(p_h v_h/RT)$ — kriitiline kokkusurutavustegur.

Gaasikompressor-jahutusprotsessi peamiseks puuduseks on termodünaamilise keha temperatuuri muutus isobaarilistes soojusvahetusprotsessides. Viimane esineb nii külmutusseadme jahutuskambris kui ka soojuse ülekandumisel kehalt väliskeskkonnale. Kasutades termodünaamilise kehana termodünaamilises tasakaalus olevat kahefaasilist ainet, on isobaariline protsess ühtlasi ka isotermiliseks protsessiks. See loob eeldused Carnot' pöördringprotsessi tehniliseks realiseerimiseks.

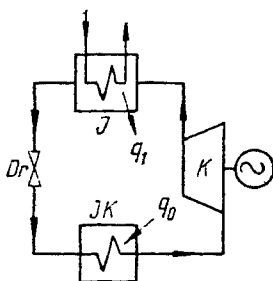
Niiske auru piirkonnas toimuva Carnot' pöördringprotsessi Ts -diagramm on toodud joonisel 10-6. Isobaar-isotermilises aurustumisprotsessis 2-3 antakse jahutuskambris termodünaamilisele kehale soojus $q_0=\square A23BA$. Niiske aur komprimeeritakse olekust 3 isoentroopiliselt olekusse 4 (kuiv küllastunud aur). Järgnevalt eemaldatakse termodünaamiliselt kehalt isobaar-isotermilises protsessis 4-1 soojus $q_1=\square B41AB$. Selle protsessi käigus kondenseerub aur täielikult. Joon 1-2 väljendab auru tagastatavat adiabaatilist paisumist detandris. Ringprotsessis tarbitav töö avaldub pindalana $l=\square 12341$.

Carnot' pöördringprotsessil töötavat aurukompressor-soojuse- transformaatori teoreetiline jahutustegur avaldub valemiga (10-2).

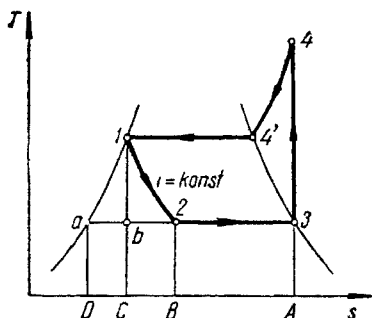
Erinevana kirjeldatust on tegelikes aurukompressor-külmutusseadmetes detander asendatud drosselventiiliga (joonis 10-7). See võimaldab tunduvalt lihtsustada külmutusseadme konstruktsiooni. Jahutustegur aga seejuures oluliselt ei vähene (komprimeerimis- ja paisumistööde suhe on väike). Mainime, et termodünaamiline keha jahtub drosseldusprotsessis ainult siis, kui tema algtemperatuur on madalam inversioonitemperatuurist.



Joonis 10-6 Niiske auru piirkonnas toimuva Carnot' pööringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.



Joonis 10-7. Aurukompressor-külmutusseadme skeem. D_r — drosselventiil (ülejääänud tähised vt. jooniselt 10-1).



Joonis 10-8. Aurukompressor-külmutusseadme ringprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

Aurukompressor-külmutusseadme ringprotsess on kujutatud Ts -diagrammil joonisel 10-8. Sellel joonisel: 1-2 auru isentalpiline drosseldamine drosselventiilis, mille tulemusena auru temperatuur alaneb keskkonna temperatuurilt jahutuskambri temperatuurini, 2-3 — keha isobaar-isotermiline aurustumine jahutuskambris, 3-4 — keha isoentroopiline komprimeerimine kompressoris, 4-4'-1 — keha isobaariline jahtumine ja kondenseerumine jahutis.

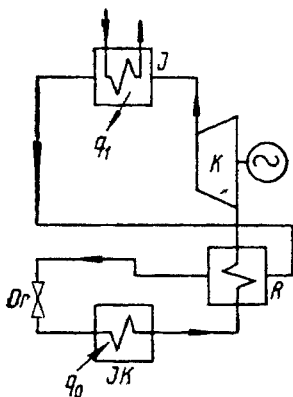
Detandri kasutamisel auru isoentroopiline paisumistöö $l_p = i_1 - i_b$. Drosselventiili puhul ei toimu keha paisumine enam mööda isoentroopi 1-b, vaid mööda tagastamatut adiabaati 1-2 selliselt, et $i_1 = i_2$. Detandri asendamine drosselventiiliga suurendab kompressori poolt tarbitavat tööd ning vähendab jahutuskambri auru üleantavat soojushulka ($i_3 - i_b$) = $\square Cb3AC$ soojushulgani $q_0 = i_3 - i_2 = \square B23AB$. Jahutuskambris üleantav soojushulk väheneb töö kao ($\square Cb2BC$) võrra drosselventiilis. Kompressori poolt tarbitav töö $l_k = \square 344'1a3$.

On oluline, et kompressorisse siseneks kuiv küllastunud aur, mitte aga niiske aur. Kui punkt 3 paikneb ülemisel piirkõveral, siis komprimeerimisjoon asetseb täies ulatuses ülekuumendatud auru piirkonnas ning jahutuskambris kehale üleantav soojus suureneb, võrreldes juhusega, kui punkt 3 paikneks niiske auru alas. Reaalses aurukompressoriseadmetes kasutatakse vedeliku eraldamiseks aurust separaatoreid.

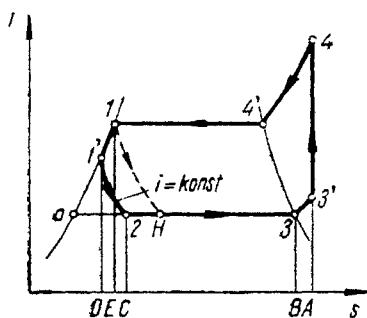
Aurukompressoriseadme teoreetiline jahutustegur

$$\varepsilon_t = \frac{i_3 - i_2}{i_4 - i_3} \quad (10-16)$$

Aurukompressor-soojusetransformaatori efektiivsust on võimalik suurendada, kui kasutada soojuse regeneratsiooni. Regeneratiivse aurukompressor-külmutusseadme skeem on esitatud joonisel 10-9. Kondensaatorist (jahutajast) väljuv vedelik jahub kompressori ees paikneva soojusvaheti (regeneraatori) läbimisel. Soojuse regeneratsiooni kasutamine suurendab jahutuskambris üleantavat soojushulka q_0 . Viimane selgub jooniselt 10-10. Regeneratiivse ringprotsessi korral nihkub punkt 2 vasakule (regeneratsioonita ringprotsessi korral punkt H), mille tulemusel kehale üleantav soojushulk $q_0 = i_3 - i_2$ suureneb. Termodünaamilise keha jahtumisel regeneraatoris üleantud soojushulk $q_r = i_1 - i_1' = i_3' - i_3 = \square E11'DE = \square B33'AB$. Seejuures iseloomustab soojuse ülekandmist jahutajast väljuvalt vedelikult kompressorisse sisenevale aurule isobaarjoon 3-3'. Selle tulemusena siseneb kompressorisse nõrgalt ülekuumendatud aur.



Joonis 10-9. Regeneratiivse aurukompressor-külmutusseadme skeem (tähisted vt. jooniselt 10-1 ja 10-4).



Joonis 10-10. Regeneratiivse aurukompressor-külmutusseadme ringprotsessi kujutamine Ts-diaagrammil.

Regeneratiivse aurukompressor-jahutusseadme ringprotsessi teoreetiline jahutustegur

$$\varepsilon_t = \frac{i_3 - i_2}{i_4 - i_3}, \quad (10-17)$$

kus $l = i_4 - i_3$, — ringprotsessi poolt tarbitav töö, mis Ts -diagrammil avaldub pindalana $\square 33'44'1a3$.

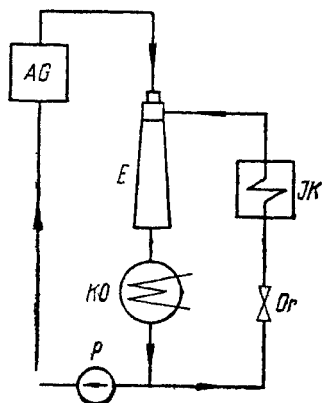
Üheastmelisi aurukompressor-külmutusseadmeid kasutatakse kuni rõhutõusuastmeni ($p_1/p_2 = 7-12$). Suuremate rõhutõusuastmete korral kasutatakse mitmeastmelisi seadmeid (tavaliselt mitte üle kolme astme).

Eriti madalate temperatuuride saamiseks rakendatakse kaskaad lülituses aurukompressor-külmutusseadmeid. Sellises aurukompressor-külmutusseadmes on järjestikku lülitatud mitu külmutusseadet selliselt, et esimese seadme jahutuskamber on teise kondensaatoriks jne.

10-4. Auruežektor-jahutusseadme ringprotsess

Auruežektor-jahutusseade erineb aurukompressor-soojuste transformatorist selle poolest, et siin ei kasutata termodünaamilise keha komprimeerimiseks mitte mehaanilist, vaid aurujoa kineetilist energiat. Auruežektor-jahutusseadet rakendatakse tavaliselt mõõdukalt madalate temperatuuride saamiseks ($+3 - +10^\circ\text{C}$), kuid see ei välista tema kasutamist veelgi madalamate temperatuuride saavutamiseks.

Auruežektor-jahutusseadme skeem on toodud joonisel 10-11. Küllastustemperatuuril olev vedelik drosseldatakse drosselventiilis (Dr) rõhult $p_1 (T_0)$ rõhule $p_2 (T_2)$ ning suunatakse jahutuskambrisse (JK), kus termodünaamiline keha saab soojushulga q_0 .



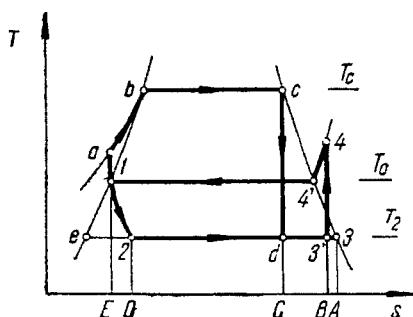
Joonis 10-11. Auruežektor-jahutusseadme skeem. AG — aurugeneraator, E — ežektor, KO — kondensaator, JK — jahutuskamber, Dr — drosselventiil, P — pump.

Jahutuskambri st väljuv aur saabub ežektori (E) segunemiskambri-
 risse. Samasse suundub ka ežektori düüsis väljuv aur. Segune-
 miskambri moodustuv aurude segu komprimeeritakse difuuseris
 rõhuni p_1 ning kondenseeritakse seejärel kondensaatoris (KO).
 Auru kondenseerumisprotsessis vabanev kondenseerumissoojus
 kandub kondensaatori jahutusveele. Kondensaatorist väljumisel
 jaguneb vedeliku voolus kaheks: üks osa suundub drosselventiili,
 teine osa aga pumbatakse aurugeneraatorisse. Aurugeneraatorist
 väljuv aur juhitakse ežektori düüsi.

Keerulise ehitusega aurukompressori puudumine muudab auru-
 ežektor-jahutusseadme konstruktsioonilt lihtsaks. Peale selle või-
 maldab auruežektori kasutamine saada jahutuskambri sūgavaid
 vaakume ning sellest tulenevalt võib nendes seadmetes rakendada
 termodünaamilise kehana ka vett.

Auruežektor-jahutusseadme ideaalne ringprotsess on kujutatud
 Ts -diagrammil joonisel 10-12. Joonisel kujutab lõik 1-2 auru iso-
 entalpiilist drosseldamist drosselventiilis ja 2-3 — soojuse isobaar-
 isothermilist ülekandmist kehale jahutuskambri. Punkt d vastab
 auru lõppolekule peale ežektori düüsi. Segunedes jahutuskambri
 tuleva auruga, omandab düüsis väljuv aur isobaarjoone punktide
 d ja 3 vahel paikneva oleku (joonisel tähistatud punktiga $3'$). Joon
 $3'-4$ kujutab auru isoentroopilist komprimeerimist difuuseris ja
 joon 4-4'-1 — auru kondenseerumist kondensaatoris. Vedeliku iso-
 entroopilist komprimeerimist pumbas väljendab joon 1- a ning
 vedeliku isobaarilist kuumutamist ja aurustamist aurugeneraatoris
 joon $a-b-c$. Auru isoentroopilist paisumist ežektori düüsis kujutab
 vertikaaljoon $c-d$.

Auruežektor-jahutusseadme ringprotsessi kujutamine on Ts -dia-
 grammil tinglik, kuna seadme jahutuskontuuris ja aurugeneraatori
 kontuuris tsirkuleeriva termodünaamilise keha kogus on erinev.
 Tähistades aurugeneraatorist väljuva 1 kg keha kohta jahutus-
 kambri tuleva auru kogus m kg, siis difuuseris komprimeerub
 (joon 3'-4) $(1+m)$ kg auru. Jahutuskambri aurule üleantud soo-
 jushulk avaldub Ts -diagrammil pindalana $q_0 = m \square D23AD$ ja



Joonis 10-12. Auruežektor-jahu-
 tusseadme ringprotsessi kuju-
 tamine Ts -diagrammil.

komprimeerimistöö difuuseris $l_k = (1+m) \square 3'44'1e3'$. Väliskeskonda üleantud soojushulk $q_A = (1+m) \square B44'1EB$ ja aurugeneraatoris termodünaamilisele kehale üleantud soojushulk $q_k = \square EabcCE$.

Auruežektor-jahutusseadme teoreetilist ringprotsessi iseloomustatakse teoreetilise soojusekasutuse teguriga κ_t . Viimase all mõistetakse jahutuskambris termodünaamilisele kehale üleantud soojushulga suhet aurugeneraatorisse suunatud soojushulka:

$$\kappa_t = \frac{q_0}{q_k}. \quad (10-18)$$

Kasutades joonisel 10-12 toodud tähiseid, siis

$$\kappa_t = \frac{m(i_3 - i_2)}{(i_c - i_a) - v(p_a - p_i)}. \quad (10-19)$$

Valemis (10-19) esinev liige $v(p_a - p_i)$ väljendab vedeliku komprimeerimiseks vajalikku tööd pumbas.

Soojusekasutuse tegurit ei saa otseselt kõrvutada pöördringprotsessi jahutusteguriga. Seda võib teha ainult ligikaudselt. Tähistame l^* -ga töö, mida võiks saada soojushulgast $q_k = i_c - i_a$ ringprotsessis, mis toimuks temperatuuride vahemikus $T_c - T_0$. Selline ringprotsess on iseloomustatav termilise kasuteguriga $\eta_t = \frac{l^*}{q_k}$ ning jahutustegur avaldub suhtena:

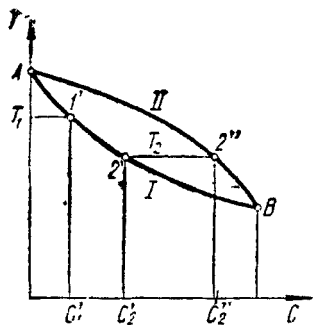
$$\varepsilon_t = \frac{\kappa_t}{\eta_t}. \quad (10-20)$$

Esimeses lähenduses võib η_t lugeda võrdseks Carnot' ringprotsessi termilise kasuteguriga.

Auruežektor-jahutusseade on termodünaamilisest seisukohast aurukompressorseadmega võrreldes vähem täiuslik, seda eelkõige suure energiakao tõttu vooluste segunemisel ežektoris. Selle puuduse aga korvab auruežektor-jahutusseadme lihtne konstruktsioon ja kompaktsus.

10-5. Absorbtsioon-jahutusseadme ringprotsess

Absorbtsioon-jahutusseadmes kasutatakse soojuse transformeerimiseks soojust ennast. Seetõttu erineb absorbtsioon-jahutusseadme töötamise põhimõte eespool vaadeldud külmutusseadmete töötamise põhimõttest. Absorbtsioonseadmetes kasutatakse termodünaamilise keha rõhu tõstmiseks termokeemilist komprimeerimist. Selleks tarbitakse väliskeskkonna temperatuurist kõrgema temperatuuriga soojusallikalt saadavat soojust.



Joonis 10-13. Binaarse lahuse olekudiagramm.

Absorbtsioon-jahutusseadmetes on termodünaamiliseks kehaks binaarne lahus (näiteks ammoniaagi vesilahus). Binaarse lahuse mõningate termodünaamiliste omaduste selgitamiseks jälgime joonisel 10-13 esitatud binaarse lahuse olekudiagrammi. Vertikaalteljele on kantud lahuse temperatuur, horisontaalteljele aga madalama keemistemperatuuriga aine kontsentratsioon lahuses. Joon I väljendab vedeliku kontsentratsiooni ja temperatuuri vahelist seost, joon II aga sama vahekorda vedelikuga termodünaamilises tasakaalus olevale küllastunud aurule. Punktid A ja B vastavad binaarses lahuses olevate puhaste ainete keemistemperatuuridele. Kontuur AIBIIA moodustab binaarse lahuse tasakaalu piirkõvera. Esitatud olekudiagrammilt nähtub, et antud temperatuuril (näiteks temperatuuril T_2) on ainete kontsentratsioonivahekord vedelikus ja temaga termodünaamilises tasakaalus olevas küllastunud aurus erinev. Kui keev vedelik on olekus 2', siis temaga tasakaalus oleva küllastunud auru olek on määratud punktiga 2''. Ilmselt $C_2' < C_2''$ (madalamal temperatuuril keeva komponendi kontsentratsioon aurus on suurem kui vedelikus). Järelikult, binaarse lahuse küllastunud aur kontsentratsiooniga C_2'' (punkt 2'') võib olla termodünaamilises tasakaalus ainult vedelikuga, mille kontsentratsioon on C_2' (punkt 2'). Vedeliku suhtes (punkt 1' temperatuuril T_1), mille kontsentratsioon $C_1' < C_2'$, on küllastunud aur kontsentratsiooniga C_2'' allajahutatud olekus. Mitte tasakaalus oleva küllastunud auru (olek 2'' temperatuuril T_2) ja vedeliku (olek 1' temperatuuril T_1) kokkupuutel esimene kondenseerub. Auru kondenseerumise käigus vabanev soojus siirdub madalamalt temperatuurilt (T_2) kõrgemale temperatuurile (T_1).

Absorbtsiooniseadmetes kasutatavate mõningate binaarsete lahuste komponentide termodünaamilised omadused on toodud tabelis 10-12.

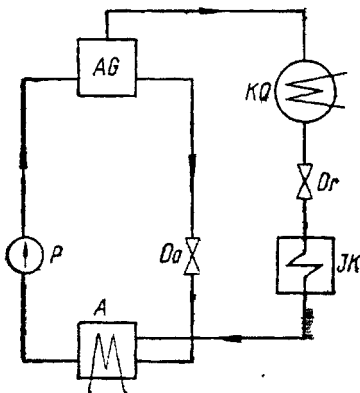
Absorbtsioon-jahutusseadme skeem on toodud joonisel 10-14. Aurugeneraatoris (AG) binaarsest lahusest moodustuv kõrgekontsentratsiooniline aur kondenseeritakse kondensaatoris (KO)

Tabel 10-2 Absorptsioon-jahutusseadmetes kasutatavate mõningate ainere termodünaamilisi omadusi

Aine nimetus	$t_s, ^\circ\text{C}$	$t_h, ^\circ\text{C}$	$t_f, ^\circ\text{C}$	$c', \text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	$r, \text{kJ}/\text{kg}$
Ammoniaak	- 33,45	132,4	- 77,7	4,77	1260
Metüülamiin	- 6,7	156,9	- 92,5	3,31	827
Vesi	100,0	374,1	0,0	4,19	2500
Freoon 21	8,9	178,5	135,0	1,09	240
Diklorometaan	40,6	239	- 96,7	1,13	354

Märkus: t_s — normaalkeemistemperatuur (rõhul $p_s=0,1 \text{ MPa}$), t_f — hantgumistemperatuur, c' — vedelfaasi erisoojus 0°C juures, r — aurustumissoojus 0°C juures.

väliskeskonna temperatuuril T_0 . Vedeliku aurustamiseks suunatakse aurugeneraatorisse soojushulk q_h . Kondensaatorist väljuv vedelik drosseldatakse drosselventiilis (D_r) rõhult p_1 rõhuni p_2 . Drosseldusprotsessis langeb vedeliku temperatuur jahutuskambri temperatuurini T_2 . Jahutuskambrist temperatuuril T_2 väljuv aur suundub absorberisse (A), kus ta annab üle väliskeskonna temperatuuril olevale vedelikule kondenseerumissoojuse q_2 . Binaarse vedeliku kontsentratsioon keemisel aurugeneraatoris langeb, aga absorberis, vastupidi, suureneb. Selleks et vedeliku kontsentratsioonid oleksid nii aurugeneraatoris kui ka absorberis püsivad, on nad omavahel ühendatud tsirkulatsioonikontuuriga (pump P ja drosselventiil D_a). Võib kasutada ka loomuliku tsirkulatsiooniga kontuuri.



Joonis 10-14. Absorptsioon-jahutusseadme skeem. AG — aurugeneraator, KO — kondensaator, D_r , D_a — drosselventiilid, JK — jahutuskamber, A — absorber, P — pump.

Absorptsioon-jahutusseadmete ringprotsessi efektiivsuse iseloomustamiseks, analoogiliselt auruežektor-jahutusseadmega kasutatakse samuti teoreetilist soojusekasutuse tegurit. Mitte arvestades energia kulu pumbale, siis

$$\kappa_t = \frac{q_0}{q_k}, \quad (10-21)$$

kus q_0 — jahutuskambris termodünaamilisele kehale üleantud soojushulk,
 q_k — aurugeneraatoris termodünaamilisele kehale üleantud soojushulk.

Hinnates aurugeneraatoris üleantava soojushulga töövõimet Carnot' ringprotsessi termilise kasuteguriga $\eta_c = \frac{T_g - T_0}{T_g}$, absorptsioon-jahutusseadme jahutustegur avaldub

$$\varepsilon_t = \frac{\kappa_t}{\eta_c} = \kappa_t \frac{T_g}{T_g - T_0}, \quad (10-22)$$

kus T_g — termodünaamilise keha temperatuur aurugeneraatoris,
 T_0 — väliskeskkonna temperatuur.

Absorptsioon-jahutusseadmete korral kehtib järgmine soojusbilansi võrrand:

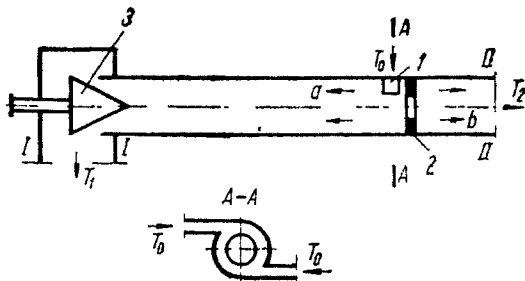
$$Q_k + Q_p + Q_0 = Q_{k_0} + Q_{ab}, \quad (10-23)$$

kus Q_k — aurugeneraatoris termodünaamilisele kehale üleantud soojus,
 Q_p — pumba poolt tarbitava töö soojuse ekvivalent,
 Q_0 — jahutuskambris termodünaamilisele kehale üleantud soojus,
 Q_{k_0} — kondensaatoris väliskeskkonnale üleantud soojus,
 Q_{ab} — absorberis väliskeskkonnale üleantud soojus.

Tänu absorptsioon-jahutusseadmete lihtsale ja kompaktsel konstruktsioonile kasutatakse neid laialdaselt. Peamiselt kasutatakse binaarseteks lahusteks on seejuures: vesi + broomliitium, vesi + ammoniaak, vesi + kaaliumhüdrosiid jt. (vt. tabel 10-2).

10-6. Keeristoru-jahutusseade

Keeristoru-jahutusseadme töö põhineb Ranken-Hilsch'i efektil. Keeristoru skeem on toodud joonisel 10-15. Läbi tangensiaaldüüside (I) suunatakse ümartorusse ülerõhul olev gaas (termodünaamiline keha). Torus jaguneb voolus kaheks — perifeerseks



Joonis 10-15 Keeristoru skeem. 1 — tangentsiaalduus, 2 — diafragma, 3 — reguleerimisventiil

ja telgvooluseks. Perifeerne voolus väljub ristlõikest *I-I* ning omab keeristorusse siseneva termodünaamilise keha temperatuurist kõrgemat temperatuuri ($T_1 > T_0$). Telgvoolus, läbides diafragma (2), väljub ristlõikest *II-II*. Telgvooluse temperatuur T_2 on väiksem keeristorusse siseneva keha temperatuurist ($T_2 < T_0$).

Keeristoru tööpõhimõte seisneb järgnevas. Perifeerse gaasivooluse kiiruse tangentsiaalcomponent väheneb kanali telje suunas. Proportsionaalselt kiiruse tangentsiaalcomponenti vähenemisele väheneb ka keha pidurdustemperatuur. Vastavalt seosele (6-28) avaldub keha pidurdustemperatuur valemiga

$$T^* = T_{II} + \frac{\overline{w}_t^2 + \overline{w}_0^2}{2c_p}, \quad (10-24)$$

kus T_{II} — keha temperatuur düüsisist väljumisel (adiabaatiline paisumine),

\overline{w}_t — vooluse keskmine tangentsiaalikiirus,

\overline{w}_0 — vooluse keskmine telgikiirus,

c_p — termodünaamilise keha isobaariline erisoojus.

Kuna vooluse tangentsiaalikiirus

$$w_t = \omega r, \quad (10-25)$$

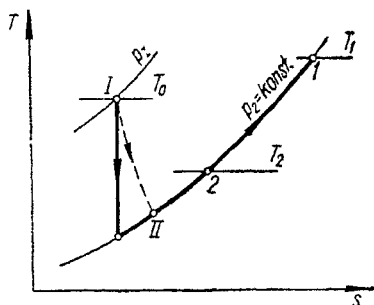
siis

$$T^* = T_{II} + \frac{(\omega r)^2 + \overline{w}_0^2}{2c_p}. \quad (10-26)$$

Siinjuures tähistab ω vooluse nurkkiirust ja r radiust.

Valemist (10-26) järeldub, et $T_1 > T_2$, sest seinäärses kihis $r = r_0$ ja teljel $r = 0$.

Keeristorus toimuvad termodünaamilised protsessid on kujutatud *Ts*-diagrammil joonisel 10-16. Sellel joonisel tähistab lõik *I-II* termodünaamilise keha tagastamatut adiabaatilist paisumist



Joonis 10-16. Keeristorus toimuva jahutusprotsessi kujutamine Ts -diagrammil.

tangentsiaaldüüsid ning jooned $II-1$ ja $II-2$ vastavalt perifeer- ja telgvooluse isobaarilist pidurdumist. Tsentrifugaaljõudude erinevuse tõttu toru tsentraal- ja perifeerses osas ning vooluse drosseldumise diafragmas kaldub tegelik pidurdusprotsess mõningal määral kõrvale $p = konst.$ protsessist.

Temperatuuride vahe $T_1 - T_2$ sõltub diafragmat läbivast suhtelisest gaasi hulgast. Viimast on võimalik reguleerida joonisel 10-15 kujutatud ventiiliga (3).

Keeristoru efektiivsust on võimalik suurendada, kui soojuslikult isoleeritud seadme asemel kasutada vesi- või õhkjahutust. Tuntakse keeristoru konstruktsioone, kus välisjahutuse kasutamisel jahtub kogu keeristoru läbiv voolus. Kui joonisel 10-15 esitatud konstruktsiooni puhul viiakse soojus termodünaamiliselt kehalt väliskeskonda ristlõikest $I-I$ väljuva gaasivoolusega, siis välisjahutuse korral kandub see soojushulk väliskeskonda läbi pööristoru seina.

10-7. Gaaside veeldamine

Gaaside veeldamine on kaasaja madalatemperatuuritehnikas olulise tähtsusega. Gaaside veeldamist kasutatakse ainete lahutamiseks üksteisest, lisanditest puhastamiseks, gaaside transportimise hõlbustamiseks, veeldatud raketikütuste saamiseks jm.

Gaaside veeldamisel on palju ühist soojuse transformeerimise protsessidega, kuid samaaegselt esineb ka mõningaid erinevusi. Kui soojuse transformatorites kasutatakse soojuse üleviimiseks madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale vahe-soojuskandjat, siis gaaside veeldamisel on termodünaamiliseks kehaks veeldatav gaas ise (vähemalt lõpp-faasis).

Sõltuvalt väliskeskonna parameetritest ning veeldatava gaasi kriitilisest temperatuurist ja rõhust on gaaside veeldamine võimalik kahel põhimõttel.

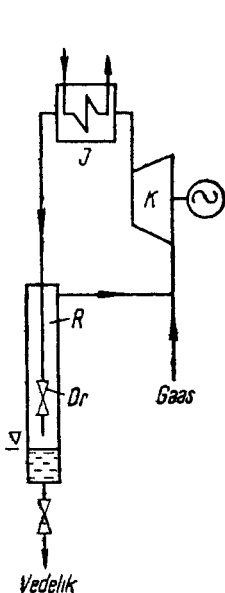
1. Kui $T_0 < T_k$, on gaas veeldatav ilma soojuse transformatsiooniprotsesside kasutamisetä (piisab ainult elementaarkompriimeerimisest).

2. Kui $T_0 > T_k$ ja $p_0 < p_k$ (tavaliselt), tuleb veeldamisel kasutada soojuste transformatsiooniprotsesse. Viimane on vajalik soojuste toomiseks veeldatavalt kehalt väliskeskkonda.

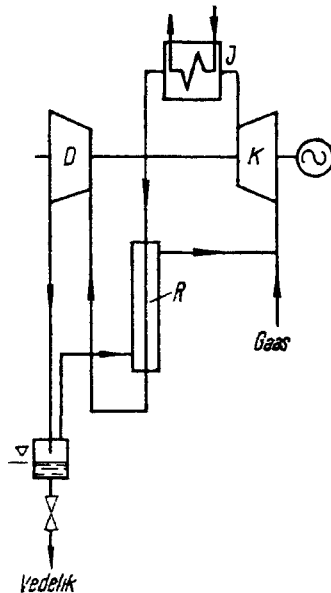
Gaaside veeldamiseks kasutatakse mitmeid meetodeid. Vaatleme nendest kahte.

Linde meetod põhineb veeldatava gaasi drosseldamisel. Ta on rakendatav siis, kui gaasi lähtetemperatuur on madalam inversioonitemperatuurist.

Linde protsessi skeem on kujutatud joonisel 10-17. Veeldatav gaas komprimeeritakse kompressoris (K), millele järgnevalt jahutatakse jahutajas (J) ning drosseldatakse drosselventiilis (Dr). Drosselventiili läbimisel gaas jahtub. Ühekordne drosseldamine ei ole sageli gaasi veeldamiseks küllaldane (gaas jahtub ainult osaliselt). Jahtunud gaas, läbides vastuvoolu soojusvaheti (regeneraatori R), suundub uuesti kompressorisse. Tänu regeneratsioonile alaneb gaasi temperatuur enne drosselventiili suundumist ning koos sellega väheneb ka tema temperatuur drosselseadmest väljumisel. Kirjeldatud protsessi korratakse senikaua, kuni keha temperatuur drosselist väljumisel saavutab antud rõhule vastava



Joonis 10-17. Linde protsessi skeem. K — kompressor, R — regeneraator, Dr — drosselventiil, J — jahutaja.



Joonis 10-18. Claude protsessi skeem. D — detander (ülejäädunud tähised vt. jooniselt 10-17).

küllastustemperatuuri. Edasises protsessi käigus temperatuur enam ei lange, vaid toimub ainult gaasi kondenseerumine temperatuuril $T_2 = \text{konst}$. Drosselventiilist väljuvast kahefaasilises segust eraldatakse vedelik, gaasiline faas aga läbib soojusvahet ning suundub kompressorisse tagasi.

Kui veeldatava gaasi lähtetemperatuur (keskkonna temperatuur) on kõrgem inversioonitemperatuurist, tuleb gaasi eelnevalt jahutada. Selleks võib kasutada teisi veeldatud gaase. Näiteks: hapniku veeldamisel jahutatakse teda eelnevalt vedela ammooniaagiga, vesiniku veeldamisel ($T_i \approx 138^\circ\text{K}$) kasutatakse vedelat lämmastikku ning heeliumi ($T_i \approx 38^\circ\text{K}$) veeldamisel vedela vesinikku.

Claude meetodi korral, erinevalt Linde protsessist, kasutatakse veeldatava gaasi adiabaatilise drosseldamise asemel adiabaatilist paisumist detandris.

Nagu märkisime VI peatükis, keha adiabaatilisel paisumisel antud rõhkude vahemikus, on adiabaatiline temperatuuri muutuse tegur α_s (keha teeb tööd) suurem adiabaatilise drosseldamistegurist α_i . Seetõttu on gaasi adiabaatilisel paisumisel (antud algparameetritelt kuni antud lõpprõhuni) tema temperatuur protsessi lõpul alati madalam adiabaatilise drosseldamisega saavutatavas temperatuurist.

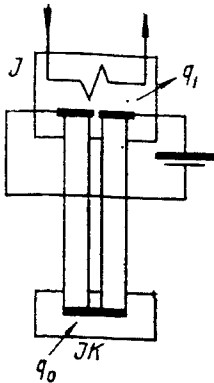
Claude protsessi skeem on esitatud joonisel 10-18. Erinevus võrreldes joonisel 10-17 toodud skeemiga, on selles, et siin kasutatakse drosselventiili asemel detandrit. Kuna adiabaatilisel paisumisel keha temperatuur alati langeb, siis võib gaasi eeljahutamiseks (esines Linde meetodi puhul, kui $T_0 < T_i$) loobuda.

Termodünaamilisest seisukohast on Claude protsess Linde protsessist täiuslikum, kuid seadme konstruktsiooni lihtsuse poolest on eelistatum viimane.

10-8. Termoelektrilise soojusetransformaatori ringprotsess

Termoelektrilise soojusetransformaatori ringprotsess põhineb Peltier' efektil*, mis seisneb järgnevas. Termoelektrilises ahelas elektrivoolu olemasolul üks jootekohtadest annab, teine aga absorbeerib soojust, s. t. toimub soojuse ülekandumine madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale, tarbides selleks elektrienergiat. Termoelektrilise jahutusseadme skeem on esitatud joonisel 10-19. Jahutuskambrist (JK) külmjootekohale üleantav soojushulk q_0 kandub elektrilisel teel jahutajasse (J), kust ta omakorda suundub väliskeskkonda.

* Peltier' efekt on vastupidine termopaaris esinevale Seebecki efektile.



Joonis 10-19. Termoelektrilise jahutusseadme skeem (tähisted vt. jooniselt 10-1).

Eraldunud ja absorbeerunud soojushulcade vahe

$$q_1 - q_0 = \alpha I (T_1 - T_2), \quad (10-27)$$

kus α — proportsionaalsuse tegur,
 I — ahelat läbiv vool.

Vastavalt ringprotsessi üldomadusele $q_1 - q_2 = \alpha I (T_1 - T_2) = l$ (siinjuures tähistab l ringprotsessi tööd).

Tagastatava termoelektrilise soojusetransformaatori teoreetiline jahutustegur

$$\varepsilon_t = \frac{q_0}{l} = \frac{\alpha I T_2}{\alpha I (T_1 - T_2)} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (10-28)$$

Viimasest valemist järeldub, et ideaalse termoelektrilise soojusetransformaatori jahutustegur on ekvivalentne Carnot' pöördringprotsessi jahutusteguriga, s. o. $\varepsilon_t = \varepsilon_c$.

Reaalsete termoelektriliste soojusetransformaatorite jahutustegur on nendes esinevate kadude tõttu tagastatavast jahutustegurist väiksem. Need kaod on põhiliselt tingitud Joule soojusest ja elektrodidevahelisest soojusjuhtivusest. Joule soojus

$$q_J = RI^2, \quad (10-29)$$

kus R — süsteemi elektriline takistus.

Elektrodidevahelisest soojusjuhtivusest põhjustatud soojusvoog

$$q_\lambda = \lambda_e (T_1 - T_2), \quad (10-30)$$

kus λ_e — elektrodide efektiivne soojusjuhtivus.

Oletades, et pool eralduvast Joule soojusest kandub külmjoote-kohta ja ülejäänud osa kuumjootekohta, avaldub jahutuskambris ülekantud soojushulk järgmiselt:

$$q_0' = \alpha I T_2 - \frac{1}{2} q_J - q_\lambda. \quad (10-31)$$

Elektriline töö kulub soojuse üleviimiseks madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale ja elektrilise takistuse ületamiseks (Joule kaod). Arvestades seda, tegelikus ringprotsessis tarbitud töö

$$l' = \alpha I (T_1 - T_2) + q_J \quad (10-32)$$

ning tegelik jahutustegur

$$\varepsilon = \frac{q_0'}{l'} = \frac{\alpha I T_2 + \frac{1}{2} q_J - q_\lambda}{\alpha I (T_1 - T_2) + q_J} = \frac{\alpha I T_2 - \frac{1}{2} I^2 R - \lambda_e (T_1 - T_2)}{\alpha I (T_1 - T_2) + I^2 R}. \quad (10-33)$$

Peale teisendusi võib valemile (10-33) anda järgmise kuju

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\frac{T_1 + T_2}{2}} y + 1 - \frac{T_1}{T_2}}{\sqrt{\frac{T_1 + T_2}{2}} - y - 1} \varepsilon_c. \quad (10-34)$$

Siinjuures $y = (\alpha^2 / \lambda_e R)$.

Valemist (10-34) nähtub, et jahutustegur ε on seda lähedasem Carnot' pöördringprotsessi jahutustegurile ε_c , mida suurem on konstandi y väärtus. Konstandi y väärtused on kõige suuremad pooljuhtidel. Seetõttu on nad kõige sobivamateks elementideks termoelektrilistele soojusetransformaatoritele.

Suurtest kadudest (q_J, q_λ) tingituna on termoelektrilised soojusetransformaatorid termodünaamilisest seisukohast väikese efektiivsusega ($(\varepsilon_c / \varepsilon) = 10 - 20$). Tänu aga nende lihtsale ehitusele ja suurele töökindlusele leiavad nad üha laialdasemat kasutamist.

Isikunimede register

- Andrjuštšenko, A. 10
Avogadro, A. 8, 19
Boltzmann, L. 9, 21, 73
Bosnjakovič, F. 9
Boyle, R. 8, 29
Brodjanski, V. 10
Carnot, S. 7, 8, 61
Clapeyron, B. 8, 22
Clausius, R. 8, 53, 73
Dalton, J. 8, 23
Diesel, R. 226
Einstein, A. 82
Gay-Lussac, L. J. 8
Gibbs, J. W. 9, 90
Gouy, L. G. 9
Gohštein, D. 10
Grassmann, P. 9
Helmholtz, H. 8
Hirn, G. A. 8
Joule, J. P. 8
Kalafati, D. 10
Kelvin (vt. Thomson)
Lomonossov, M. 8
Mariotte, E. 8
Maxwell, C. 9, 101
Mayer, R. 8, 79
Mollier, R. 8, 160
Nernst, W. 9, 103
Otto, N. 223
Petela, R. 9
Planck, M. 9, 104
Rankine, W. J. 8, 256
Rant, Z. 9, 132
Regnault, V. 8
Smoluhovski, M. 9, 73
Sokolov, E. 10
Stodola, A. 9
Szargut, J. 9
Thomson-Kelvin, W. 8, 73
Trinkler, G. 228
Van der Waals, J. D. 8, 31
Vukalovič, M. 10

Aineregister

- Absoluutne mehaaniline töö 43
— null 15, 74
— temperatuur 15, 74
— temperatuuriskaala 73
Absorptsioon-jahutusseade 307
Adiabaatiline süsteem 12
— paisumisaste 227
— pidurdusentalpia 183
— pidurdusmaht 184
— pidurdusrõhk 184
— pidurdustemperatuur 184
— protsess 107, 115
— soojuslang 182
— voolamine 181
Aditiivne parameeter 13
Aine(te) kriitiline olek 28
— faas 27, 142
— faasimuundussoojus 147
— faasimuunduse *pt*-diagramm 144
— kriitilised olekuparameetrid 28
— termodünaamiline sarnasus 36
— vastavate olekute seadus 36
Alumine piirköver 28
Auru kuivusaste 153
— niiskus 153
— vaheltvõtt 271
— vaheülekuumendamise 266
— voolamine 198
Aurujõuseade 253
Aurujõumasin 253
Aurustumissoojus 147, 167
Aurukompressor-külmutusseade 301
Aurgaasi liitringprotsess 285
Auruežektor-jahutusseade 305
Avogadro arv 19
— seadus 19
Baromeetriline võrrand 21
Beattie'-Bridgeman'i võrrand 34

- Boltzmanni konstant 18
 — valem 21, 71
 Boyle'i joon 29
 — punkt 29
 Boyle'i-Mariotte'i seadus 114
 Binaarne ringprotsess 281

 Carnot' ringprotsess(i) 61
 — — termiline kasutegur 62
 — — veeauruga 254
 Carnot' pöördringprotsess(i) 65
 — — jahutustegur 65
 Celciuse temperatuuriskaala 15
 Clapeyroni võrrand 22
 Clapeyron-Clausiusse võrrand 148
 Clausiusse integraal 67
 Claude'i meetod 314

 Daltoni seadus 23
 Detander 296
 Diferentsiaal-drosselefekt 202
 Dimensioonita maht 35
 — rõhk 35
 — temperatuur 35
 — van der Waalsi võr-
 rand 31
 Drosseldamine 200
 Diiselmootor 226, 228
 Dieseli ringprotsess(i) 226
 — — termiline kasutegur 227

 Einsteini valem 82
 Eksergia 132
 Eksergeetiline kasutegur 139
 Ekstensiivne parameeter 13
 Elastsustegur 41
 Empiiriline temperatuur 15
 Energia 46
 — jäävuse ja muundumise sea-
 dus 49
 — ülekande 48
 Entalpia 85
 — kui süsteemi potentsiaal 97
 Entroopia 53
 — muutus termodünaamilistes
 protsessides 56
 Erimaht 14
 Erisoojus 74
 Erisoojuste suhe 80
 — vaheline seos 79

 Helikiirus 182
 Heterogeenne süsteem 11
 Homogeenne süsteem 11
 Hõõrdesoojus 53
 Hõõrdetöö 53

 Ideaaln(s)e gaas(i) 17
 — — entroopia 89
 — — entalpia 87
 — — erisoojus 77, 78
 — — molekulaar-kineetiline
 teooria 17
 — — termiline olekuvõrrand 21
 Ideaalsete gaaside püsivmahuline se-
 gunemine 125
 — — segunemine suundumisel
 mahutisse 126
 Intensiivne parameeter 13
 Integraalne drosselefekt 202
 Inversioon(i) 203
 — kriitiline punkt 204
 — kõver 204
 — temperatuur 203
 Ionisatsioonaste 289
 Isobaar(iline)
 — erisoojus 77
 — paisumisaste 226
 — protsess 110
 — protsess ideaalse gaasi-
 ga 111
 — protsess veeauruga 167
 — termodünaamiline po-
 tentsiaal 93
 Isobaarilise põlemisega gaasiturbiin-
 seadme ringprotsess(i)
 231, 235
 — — — — termiline kasutegur 233,
 236
 — — — — efektiivne kasutegur 234,
 235
 — — — — regeneratiivne ringprot-
 sess 237
 Isoentroop(iline) 115
 — komprimeerimine 212, 213
 — protsess 115
 — protsess ideaalse gaasiga
 116
 — protsess veeauruga 169
 — voolamine 188
 Isohoor(iline) 108
 — erisoojus 75
 — protsess 108
 — protsess ideaalse gaasiga
 109
 — protsess veeauruga 166
 — rõhutõusu aste 224
 — termodünaamiline potent-
 siaal 90
 Isohoorilise põlemisega gaasiturbiin-
 seadme ringprotsess(i)
 243, 245
 — — — — termiline kasutegur 244,
 247
 Isoleeritud süsteem 12
 Isoterm(iline) 113

— erisoojus 114
 — komprimeerimine 213
 — protsess 113
 — protsess ideaalse gaasiga 114
 — protsess veeauruga 168
 Jahutaja 61, 62, 296
 Jahutustegur 65
 Joule'i-Thomsoni efekt(i) 202
 — — võrrand 202
 Kastepunkt 171
 Kasutegur 60
 Keskmise erisoojus 83
 — indikaatorrõhk 224
 — temperatuur 278
 Keemiline potentsiaal 143
 Keeristoru 310
 Kiitsenev düüs 189
 Kiiruse arvutusvalem 184
 — tegur 195
 Kokkusurutavuse tegur 29
 Kombineeritud külmutus-soojusepump-
 protsess 294
 Kolmikpunkt 145
 Kompressiooniaste 224
 Kompressor(i) 209
 — adiabaatiline kasutegur 218
 — isotermiline kasutegur 218
 Kriitil(in)s(e) punkt(i) 28
 — — võrrandid 29
 Kriitiline rõhk 29
 — temperatuur 29
 Kuivusaste 153
 Kuiv küllastunud aur 153
 Kvasistaatiline protsess 37, 51
 Küllastunud aur(u) 153
 — — erisoojus 154
 Külmutusprotsess 293
 Külmutusseade 296
 Laienev düüs 189
 Laplace'i valem 182
 Laval'i düüs (vt. laienev düüs)
 Lüütritingprotsess 278
 Linde meetod 313
 Machi arv 183
 Magnethüdrodünaamiline generaator
 289
 Maksimaalne, isotermiline mehaaniline
 töö 91
 — — tehniline töö 93, 97
 — — adiabaatiline mehaaniline töö
 95
 Manomeeter 14
 Masserisoojus 75

Maxwelli võrrandid 101
 Mayeri ringprotsess 265
 — — võrrand 79
 Mehaaniline düüs 186
 — tasakaal 15
 — vastasmõju 11
 Mitmeastmeline kompressor 214
 Molekulide keskmine ruutkiirus 18
 Moolerisoojus 75
 Moolmaht 19
 — normaaltingimustel 19
 Nernsti soojusteoreem 103
 Niiske aur(u) 152
 — — erisoojus 154
 Niiske õhk 170
 Niiske õhu absoluutne niiskus 172
 — — gaasikonstant 174
 — — entalpia 174
 — — *Id*-diagramm 175
 — — küllastusaste 172
 — — relatiivne niiskus 172
 — — tehniline niiskus 172
 — — tihedus 174
 Olekufunktsioon 38
 Osamaht 24
 Osarõhk 23
 Otto ringprotsess(i) 223
 — — termiline kasutegur 225
 Otsevoolu reaktiivmootor 248
 Pascali seadus 17
 Partsiaalrõhk (vt. osarõhk)
 Peltier'i efekt 314
 Poissoni võrrand 117
 Polütroopiline erisoojus 119
 — protsess 119
 Polütroobi astendaja 119
 — võrrand 120
 Protsessifunktsioon 38
pt-diagramm 144
 Pulssatsioon reaktiivmootor 249
pv-diagramm 27
 Pöördringprotsess 60
 Raketimootor(i) 252
 — ringprotsess 252
 — ringprotsessi termiline ka-
 sutegur 252
 Rankine'i ringprotsess(i) 256, 259
 — — termiline kasutegur 259
 Ranken-Hilsch'i efekt 310
 Reaktiivmootor 247
 Relaksatsioon(i) 16
 — aeg 16
 Regeneratiivne ringprotsess 237, 269,
 299

- Ringprotsess(i) 37, 59
 — termineline kasutegur 60
 — töö 60
 Rõhk 14
 Siseenergia 46
 — tegur 110
 — termodünaamilise potent-
 siaalina 95
 Siseparameetrid 13
 Sisemine tagastamatus 53
 Soojus 48
 Soojusallikas 59
 Soojusdüüs 186
 Soojusjõumasin 59
 Soojuslik vastasmõju 12
 Soojushulk 48
 Soojussurm 72
 Soojuse teoreem (vt. Nernsti soojuse
 teoreem)
 Soojusvoo eksergia 143
 Soojuslikud olekuparameetrid 13
 Soojusepump 293
 Soojusekasutuse tegur 276
 Statsionaarne voolamine 179
 Sublimatsioonisoojus 149
 Surveaste (vt. kompressiooniate)
 Süsteemi oleku tõenäosus 70
 Taandatud soojus 55, 66
 Tagastatav protsess 51
 Tagastamatu protsess 51
 Tagastamatuse printsiip 17
 Tagastamatu Rankine'i ringprotsess
 259
 Temperatuur 14
 Termineline olekuvõrrand 21
 — tasakaal 15
 Termilised olekuparameetrid 13
 — tegurid 40
 Termodünaamika esimene seadus 49
 — teine seadus 66
 — kolmas seadus (vt.
 Nernsti soojuse teo-
 reem)
- Termodünaamiliste protsesside rühmad
 122
 Termoelektriline soojus transformaa-
 tor 314
 Termofikatsioon 275
 Termodünaamiline keha 12
 — parameeter 13
 — potentsiaal 90
 — protsess 36
 — süsteem 11
 — tasakaal 15
 Termodünaamilise süsteemi maksi-
 maalne töö 131
 Tihedus 14
 Vaba energia 90
 Van-der Waalsi võrrand 31
 Vastasmõju 11
 Vastavate olekute seadus 36
 Veegaur(u) 157
 — is-diagramm 160
 — pv-diagramm 157
 — Ts-diagramm 159
 — ülekuumendamine 165
 Vee aurustumine 164
 — kuumutamine 162
 — tabelid 157
 Vriiaaltegurid 34
 Voolamise energia võrrand 179
 — kriitilised olekuparameet-
 rid 28
 — pidevuse võrrand 179
 — võrrand torudes 185
 Voolamine düüsid 187
 Voolamiskiirus 181
 Voolamise kriis 187
 Välimine tagastamatus 53
 Väliskeskkond 11
 Välisparameeter 13
 Ülemine piirköver 28
 Ülelaadimine 225

Kirjandus

1. Вукалович М. П., Новиков И. И. Техническая термодинамика. М., «Энергия», 1968.
2. Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е. Техническая термодинамика. М., «Энергия», 1968.
3. Ястыржембский А. С. Техническая термодинамика. М.-Л., Гос. энерг. изд-во, 1960.
4. Вукалович М. П., Ривкин С. А., Александров А. А. Таблицы термофизических свойств воды и водяного пара. Изд-во стандартов, 1969.
5. Базаров И. П. Термодинамика. М., Гос. изд-во физ.-матем. лит., 1961.
6. Путилов К. А. Термодинамика. М., «Наука», 1971.
7. Сычев В. В. Сложные термодинамические системы. М., «Энергия», 1970.
8. Соколов Е. Я., Бродянский В. М. Энергетические основы трансформации тепла и процессов охлаждения. М., «Энергия», 1968.
9. Шаргут Я., Петела Р. Эксергия. М., «Энергия», 1968.
10. Ivand, J. Tehniline termodünaamika, I ja II osa. Tln. RK. «Teaduslik kirjandus», 1947 ja 1948.

Sisukord

Eessõna	5
Sissejuhatus	7
1. Termodünaamiline keha	
1- 1. Termodünaamiline süsteem ja väliskeskkond	11
1- 2. Termodünaamiline keha	12
1- 3. Termodünaamilised parameetrid	13
1- 4. Termodünaamiline tasakaal	15
1- 5. Ideaalse gaasi molekulaar-kineetilise teooria põhivõrrandid	17
1- 6. Jõuvälja mõju rõhu jaotusele ideaalses gaasis	19
1- 7. Ideaalse gaasi termiline olekuvõrrand	21
1- 8. Ideaalsete gaaside segud	23
1- 9. Reaalsete gaaside põhiomadused	27
1-10. Reaalsete gaaside z -diagramm	29
1-11. Van der Waalsi võrrand	31
1-12. Beattie'-Bridgemani võrrand	34
1-13. Reaalsete gaaside dimensioonita termiline olekuvõrrand	35
1-14. Termodünaamiline protsess	36
1-15. Oleku- ja protsessifunktsioonid	38
1-16. Termodünaamilise keha termiliste olekuparameetrite osatulelised	40
2. Põhimõisted, termodünaamika põhiseadused	
2- 1. Absoluutne mehaaniline töö	42
2- 2. Tehniline töö	45
2- 3. Siseenergia	46
2- 4. Soojus	48
2- 5. Termodünaamika esimene seadus	49
2- 6. Tagastatavad ja tagastamatud termodünaamilised protsessid	51
2- 7. Entroopia	53
2- 8. Entroopia muutus tagastamatutes protsessides	56
2- 9. Ringprotsesside mõiste	59
2-10. Carnot' ringprotsess	61
2-11. Carnot' ringprotsess termilise kasuteguri kriteeriumina	63
2-12. Carnot' pöördringprotsess	65
2-13. Entroopia muutus ringprotsessides ja isoleeritud termodünaamilises süsteemis. Termodünaamika teine seadus	66
2-14. Termodünaamika teise seaduse statistilised	70
2-15. Termodünaamika teise seaduse kehtivuse piiridest	72
2-16. Absoluutne termodünaamiline temperatuuriskaala	73
2-17. Termodünaamilise keha erisoojus	74
2-18. Erisoojuste c_v ja c_p omavaheline seos ja suhe	79
2-19. Erisoojuste molekulaar-kineetiline tõlgendus	80
2-20. Keskmised erisoojused	82
2-21. Entalpia	85
2-22. Entroopia arvutusvalemid	87
2-23. Termodünaamiliste potentsiaalide mõiste	90
2-24. Isohooriline termodünaamiline potentsiaal	90
2-25. Isobaariline termodünaamiline potentsiaal	93
2-26. Siseenergia kui termodünaamilise süsteemi karakterne funktsioon	95
2-27. Entalpia kui termodünaamilise süsteemi karakterne funktsioon	97
2-28. Termodünaamilise süsteemi karaktersete funktsioonide mõiste laiendamine	100
2-29. Maxwelli võrrandid	101
2-30. Nernsti soojuste teoreem	103
3. Termodünaamilised põhiprotsessid. Gaaside segunemine	
3- 1. Üldisi märkusi	107
3- 2. Isohooriline protsess	108
3- 3. Isobaariline protsess	110

3- 4.	Isotermiline protsess	113
3- 5.	Adiabaatiline protsess	115
3- 6.	Polütroopiline protsess	119
3- 7.	Polütroobi astendaja määramine	123
3- 8.	Ideaalsete gaaside püsivmahuline segunemine	125
3- 9.	Ideaalsete gaaside segunemine mahuti täitumisel	126
3-10.	Gaasivooluste segunemine	127
3-11.	Ideaalsete gaaside entroopia muutus segunemisel	128
4.	Tagastamatute termodünaamiliste protsesside analüüs	
4- 1.	Gouy-Stodola seadus	130
4- 2.	Eksergia	131
4- 3.	Soojushulga (soojusvoo) eksergia	134
4- 4.	Eksergia kadu soojusülekanal	136
4- 5.	Kütuse põlemisel vabaneva soojuse eksergia	137
4- 6.	Eksergia kadu ringprotsessides	138
4- 7.	Eksergeetiline kasutegur	139
5.	Termodünaamiline tasakaal. Veeaur. Niiske õhk	
5- 1.	Isoleeritud homogeense termodünaamilise süsteemi tasakaalu tingimused	141
5- 2.	Aine faasidevaheline termodünaamiline tasakaal	142
5- 3.	Faasimuunduse diagrammid	144
5- 4.	Clapeyroni-Clausiusse võrrand	147
5- 5.	Tahkete kehade termilised ja soojuslikud omadused	150
5- 6.	Vedelike termilised ja soojuslikud omadused	151
5- 7.	Ainete omadused alumisel ja ülemisel piirkõveral	152
5- 8.	Veeauru tabelid ja <i>p</i> -diagramm	157
5- 9.	Veeauru <i>T</i> <i>s</i> -diagramm	159
5-10.	Veeauru <i>i</i> <i>s</i> -diagramm	160
5-11.	Vee kuumutamine	162
5-12.	Vee aurustumine	164
5-13.	Veeauru ülekuumendamine	165
5-14.	Põhiprotsessid veeauruga	165
5-15.	Niiske õhu parameetrid	170
5-16.	Niiske õhu tihedus, gaasikonstant ja entalpia	174
5-17.	Niiske õhu <i>h</i> -diagramm ja tema rakendamine	175
6.	Termodünaamilise keha voolamine ja drosseldamine	
6- 1.	Termodünaamilise keha voolamise põhivõrrandid	178
6- 2.	Helikiirus	182
6- 3.	Adiabaatilised pidurdusparameetrid	183
6- 4.	Termodünaamilise keha voolamine torudes	185
6- 5.	Termodünaamilise keha tagastatav voolamine düüsid (geomeetiline düüs)	187
6- 6.	Termodünaamilise keha kiiruse ja kulu arvutamine tagastataval voolamisel düüsid	190
6- 7.	Termodünaamilise keha tagastamatu adiabaatiline voolamine düüsid	194
6- 8.	Auru kiiruse ja kulu arvutamine voolamisel düüsid	198
6- 9.	Voolamise režiim Lavali düüsid	199
6-10.	Termodünaamilise keha adiabaatiline drosseldamine	200
6-11.	Joule'i-Thomsoni efekt	202
6-12.	Termodünaamilise keha adiabaatiline paisumine vaakumi	207
7.	Termodünaamilise keha komprimeerimine	
7- 1.	*Termodünaamilise keha komprimeerimine üheastmelises kompressoris	209
7- 2.	Termodünaamilise keha komprimeerimine mitmeastmelises kompressoris	214
7- 3.	*Termodünaamilise keha tagastamatu komprimeerimine	218
7- 4.	Aurude komprimeerimine	220

8. Kolbmootorite, gaasiturbiinseadmete ja reaktiivmootorite ringprotsessid	
8- 1. Kolbmootorid	222
8- 2. Otto ringprotsess	223
8- 3. Dieseli ringprotsess	226
8- 4. Sabathe'i-Trinkleri ringprotsess	228
8- 5. Kolbmootorite ringprotsesside võrdlus	229
8- 6. Gaasiturbiinseadmed	230
8- 7. Isobaarilise põlemisega ja adiabaatilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme ringprotsess	231
8- 8. Isobaarilise põlemisega ja isotermilise komprimeerimisega gaasiturbiinseadme ringprotsess	235
8- 9. Isobaarilise põlemisega gaasiturbiinseadme regeneratiivne ringprotsess	237
8-10. Isohoolilise põlemisega gaasiturbiinseadme ringprotsess	243
8-11. Isohoolilise põlemisega gaasiturbiinseadme regeneratiivne ringprotsess	245
8-12. Reaktiivmootorid	247
8-13. Otsevoolu- ja pulsatsioonreaktiivmootorite ringprotsessid	248
8-14. Turboreaktiivmootori ringprotsess	250
8-15. Raketimootorite ringprotsessid	252
9. Aurujõuseadmete ringprotsessid. Liitringprotsessid	
9- 1. Aurujõuseadme skeem	253
9- 2. Carnot' ringprotsess	254
9- 3. Tagastatav Rankine'i ringprotsess	256
9- 4. Tagastamatu Rankine'i ringprotsess	259
9- 5. Auru alg- ja lõpp-parameetrite mõju Rankine'i ringprotsessi termilisele kasutegurile	261
9- 6. Mayeri ringprotsess	265
9- 7. Auru vaheülekuumendamise ringprotsess	266
9- 8. Regeneratiivne ringprotsess	269
9- 9. Termofitseerimise termodünaamilised alused	275
9-10. Liitringprotsessid	278
9-11. Termodünaamilise keha omaduste mõju Rankine'i ringprotsessi termilisele kasutegurile. Binaarne ringprotsess	279
9-12. Aurgaasi liitringprotsess	285
9-13. Gaasi- ja auruturbiinidega soojusjõuseadme liitringprotsess	287
9-14. Magnethüdrodünaamilise jõuseadme ringprotsess	289
10. Soojuse transformatsioon	
10- 1. Soojuse transformatsiooniprotsesside üldine iseloomustus	293
10- 2. Gaasikompressor-külmutusseadme ringprotsess	296
10- 3. Aurukompressor-külmutusseadme ringprotsess	301
10- 4. Auruežektor-jahutusseadme ringprotsess	303
10- 5. Absorbtsioon-jahutusseadme ringprotsess	307
10- 6. Keeristoru-jahutusseade	310
10- 7. Gaaside veeldamine	312
10- 8. Termoelektrilise soojusetransformaatori ringprotsess	314
Isikunimedede register	317
Aineregister	317
Kirjandus	321

Арво Орс. ТЕРМОДИНАМИКА. На эстонском языке. Художественное оформление Э. Тали. Издательство «Валгус». Таллин, Пярнуское шоссе, 10.

Toimetaja E. Randma. Kunstiline toimetaja R. Tungla. Tehniline toimetaja M. Kukerman. Korrektor M. Pohlak.

Laduda antud 12. VIII 1971. Trükkida antud 18. VIII 1972. Kohila Paberivabriku trükipaber nr. 2, 60×90/16. Trükipoognaid 20,25. Arvestuspoognaid 17,23. Trükiarv 2000. MB-08015. Tellimuse nr. 6510. Trükkikoda «Kommunist», Tallinn, Pikk t. 2. Hind 84 kop.