

SOOJUSFÜÜSIKA ALUSED

Tehniline termodünaamika
Soojuslähikanne

ANDRES TALVARI

Õppevahend on mõeldud kasutamiseks Sisekaitseakadeemia päästekolledži üliõpilastele õppeaine "Soojusfüüsika" omandamisel, kuid on kasutatav ka päästekolledži päästekooli ning päästeteenistuste õppekeskuste õppetöös. Samuti võib ta huvi pakkuda asjast huvitatud tuletoorjujatele-päästjatele.

Õppevahendis on kirjeldatud soojuslike protsesside füüsikalist olemust, samuti antud nende matemaatiline põhjendus valemite ja graafikute näol. Käsitatud on tuleohutuse seisukohalt oluliste ülesannete lahendamiseks vajalikke valemiteid. Sisekaitseakadeemia raamatukogus on lisaks enamikule kirjanduse loetelus toodud raamatutele piisavalt inglise- ja venekeelset erialast kirjandust, mida saab kasutada referaatide ning kursuse- ja lõputööde kirjutamisel.

Õppevahendi koostaja tänab päästekolledži direktorit Peeter Randoja kasulike terminoloogiliste täpsustuste eest.

Kasutatatud tähistehendused:

| | |
|--------------|--|
| Q | – soojusvool, W |
| q | – soojusvoog ehk soojuskoormus, W/m ² |
| λ | – soojusjuhtivustegur, W/(m · deg) |
| α_k | – konvektiivne soojusülekanneegur, W/(m ² · deg) |
| t_w | – soojusvahetuse pinnatemperatuur, deg |
| ϵ_k | – konvektsioonitegur |
| v | – kinemaatiline viskoossus, m ² /s |
| ω | – vedeliku liikumiskiirus, m/s |
| c_p | – erisoojus jääval rõhul, J/kg · deg |
| r | – faasimuutumissoojus, J/kg |
| β | – vedeliku mahuline paisumistegur, deg ⁻¹ |
| g | – vabalangemise kiirendus, (g=9,8 m/s) |
| t_m | – keskmine temperatuur, deg |
| r | – aurustumissoojus, kJ/kg |
| ψ | – kiiritustegur, (näitab soojuse osa, mis langeb ühelt kehalt teisele) |
| ϵ | – mustvärvusaste (mustusaste) |
| ϵ_t | – taandatud mustvärvusaste (taandatud mustusaste) |
| k | – soojuse läbikandegur, W/(m · deg) |
| α_t | – temperatuurijuhtivustegur, m ² /h |
| α | – soojusäraandegur, W/(m ² · deg) |
| Q_{al}^p | – materjali alumine põlemissoojus, kJ/kg |
| M | – massipõlemiskiirus, kg/(m ² · h) |
| α_k | – konvektsiooni soojusäraandegur, W/(m ² · deg) |
| T, t | – temperatuur, K ⁰ C |
| τ | – aeg, s |

ISBN 9985-67-129-5

© Sisekaitseakadeemia, 2005

Sisekaitseakadeemia
Kase 61 12012 Tallinn
november 2005

SISUKORD

| | |
|--|----|
| I TEHNILINE TERMODÜNAAMIKA..... | 6 |
| SISSEJUHATUS..... | 6 |
| 1. PÕHIMÕISTED. IDEAALSETE GAASIDE OMADUSED | 6 |
| 1.1. Termodünaamiline süsteem ja väliskeskkond..... | 6 |
| 1.2. Termodünaamiline keha..... | 7 |
| 1.3. Termodünaamilise keha termilised olekuparameetrid | 7 |
| 1.4. Mass ja maht | 9 |
| 1.5. Mõned tuleohutuse ülesanded | 10 |
| 2. IDEAALGAASI SEADUSED | 11 |
| 2.1. Termodünaamiline protsess | 11 |
| 2.2. Gaaside kineetiline teooria. Ideaalne gaas | 11 |
| 2.3. Ideaalsete gaaside olekuvõrrandid | 12 |
| 2.4. Clapeyron-Mendelejevi võrrand | 15 |
| 2.5. Tuleohutuse võrrandid | 16 |
| 3. GAASISEGUD | 17 |
| 3.1. Ideaalsete gaaside segud | 17 |
| 3.2. Gaasisegude iseloomustamine | 17 |
| 3.3. Gaasisegu keskmine molaarmass, tihedus ja maht | 19 |
| 3.4. Gaasisegu suhteline mahuline koostis..... | 19 |
| 4. GAASIDE JA GAASISEGUDE ERISOOJUSED..... | 20 |
| 4.1. Soojushulga ja erisoojuste mõiste..... | 20 |
| 4.2. Gaaside erisoojused..... | 22 |
| 4.3. Gaasi erisoojus jääval ruumalal ja rõhul | 22 |
| 4.4. Tõeline ja keskmine erisoojus..... | 23 |
| 4.5. Gaasisegu erisoojus..... | 24 |
| 4.6. Gaasi kuumutamiseks vajaliku soojushulga määramine..... | 24 |
| 4.7. Tuleohutuse alased ülesanded..... | 25 |
| 5. TERMODÜNAAMILISED PROTSESSID..... | 25 |
| 5.1. Termodünaamilised protsessid termodünaamilises süsteemis | 25 |
| 5.2. Siseenergia ja termodünaamilise süsteemi töö..... | 26 |
| 5.3. Termodünaamika esimene seadus..... | 28 |
| 5.4. Entalpia | 29 |
| 5.5. Termodünaamilised põhiprotsessid ideaalsete gaasidega. Mehaaniline ja tehniline töö. Isohoorne protsess ($v=\text{konst}$) | 31 |
| 5.6. Isobaarne protsess ($p=\text{konst}$)..... | 33 |
| 5.7. Isotermne protsess ($T=\text{konst}$)..... | 34 |
| 5.8. Adiabaatne protsess..... | 35 |
| 5.9. Polütroopne protsess | 37 |
| 5.10. Mõned tuletõrje alased ülesanded | 39 |

| | |
|--|----|
| 6. TERMODÜNAAMILISED TSÜKLID. RINGPROTSESSID | 40 |
| 6.1. Ringprotseessi ja pöördringprotseessi mõiste. Ringprotseessi terminine kasutegur | 40 |
| 6.2. Carnot' ringprotsess ja tema terminine kasutegur..... | 41 |
| 6.3. Termodünaamika teine seadus | 43 |
| 6.4. Entroopia kasv reaalsetes protsessides..... | 44 |
| 6.5. Sisepõlemismootorite ringprotsessid | 45 |
| 6.6. Sisepõlemismootorite teised tsüklid..... | 47 |
| 7. GAASIDE JA AURUDE VOOLAMINE JA DROSSELDAMINE | 49 |
| 7.1. Gaaside ja aurude voolamise põhivõrrandid..... | 49 |
| 7.2. Voolamise kiirus | 50 |
| 7.3. Massikulu..... | 52 |
| 7.4. Maksimaalne massikulu ja kriitiline voolamiskiirus..... | 52 |
| 7.5. Laval'i düüs | 53 |
| 7.6. Gaaside ja aurude drosseldamine | 54 |
| II SOOJUSLÄBIKANNE | 55 |
| 8. SOOJUSJUHTIVUS STATIONAARSEL REŽIIMIL | 55 |
| 8.1. Põhimõisted..... | 55 |
| 8.2. Fourier' seadus ja soojusjuhtivustegur..... | 56 |
| 8.3. Ühekihilise tasapinnalise seina soojusjuhtivus | 58 |
| 8.4. Mitmekihilise tasapinnalise seina soojusjuhtivus | 59 |
| 8.5. Ühekihilise silindrilise seina soojusjuhtivus | 60 |
| 8.6. Mitmekihilise silindrilise seina soojusjuhtivus | 61 |
| 9. KONVEKTIIVNE SOOJUSVAHETUS..... | 62 |
| 9.1. Konvektiivse soojusvahetuse olemus ja tema intensiivsust mõjutavad tegurid | 62 |
| 9.2. Soojuse levikuprotsesside sarnasus..... | 63 |
| 9.3. Konvektiivne soojusvahetus suuremahulisel loomulikul konvektsioonil | 65 |
| 9.4. Konvektiivne soojusvahetus kihtides loomulikul konvektsioonil..... | 66 |
| 9.5. Konvektiivne soojusvahetus vedelike sundliikumisel..... | 66 |
| 9.6. Soojusvahetus vedeliku keemisel..... | 69 |
| 9.7. Soojusvahetus auru kondensatsioonil | 70 |
| 9.8. Mõningaid tuleohutuse alaseid ülesandeid..... | 70 |
| 10. KIIRGUSOOJUSVAHETUS | 73 |
| 10.1. Kiirgussoojusvahetuse bilanss ja iseloomustus..... | 73 |
| 10.2. Kiirgussoojusvahetuse seadused | 75 |
| 10.3. Kahe tasaparalleelse tasapinna kiirgussoojusvahetus | 78 |
| 10.4. Kiirgussoojusvahetus ruumis vabalt orienteeritud kehade vahel | 81 |
| 10.5. Kiirgussoojusvahetus ekraani olemasolul | 82 |
| 10.6. Gaasiliste põlemissaaduste kiirgus..... | 84 |
| 10.7. Tulest (leegist) lähtuv kiirgus | 87 |
| 10.8. Ehitiste ja hoonete minimaalsete tuleohutu vahekauguste ning tuletõrjekomandode ohutute töötingimuste leidmine..... | 90 |
| 11. LIITSOOJUSÜLEKANNE | 91 |
| 11.1. Soojuslääbikanne ühekihilises tasapinnalises seinas | 91 |
| 11.2. Soojuslääbikanne mitmekihilises seinas | 93 |
| 11.3. Soojuslääbikanne ühekihilises silindrilises seinas | 94 |

| | |
|---|-----|
| 11.4. Soojuslähikanne mitmekihilises silindrilises seinas..... | 95 |
| 12. MITTESTATSIONAARNE SOOJUSJUHTIVUS | 96 |
| 12.1. Kehade temperatuuri ja entalpia muutus kuumutamisel | 96 |
| 12.2. Soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrandid | 97 |
| 12.3. Soojuse levik voolavas keskkonnas | 98 |
| 12.4. Poolpiiranguga keha mittestatsionaarne soojusjuhtivus statsionaarsetel ääritingimustel .. | 102 |
| 12.5. Tasapinnalise seina mittestatsionaarne soojusjuhtivus | 106 |
| 12.6. Täissilindri mittestatsionaarne soojusjuhtivus | 108 |
| 12.7. Ruumitulekahju temperatuurirežiim | 109 |
| 12.8. Poolpiiranguga keha mittestatsionaarne soojusjuhtivus standard temperatuurirežiimil ... | 114 |
| 12.9. Tasapinnalise seina mittestatsionaarne soojusjuhtivus suvalisel temperatuurirežiimil..... | 114 |
| 13. SOOJUSVAHETID..... | 118 |
| 13.1. Põhimõisted ja soojusvahetite skeemid..... | 118 |
| 13.2. Soojusvahetite arvutus | 120 |
| 13.3. Soojusvahetite ligikaudne kontrollarvutus..... | 122 |
| 13.4. Mõned tuleohutuse ülesanded | 123 |
| LISAD | 124 |
| Tabel 1. Kuiva õhu füüsikalised parameetrid atmosfäärirõhul | 124 |
| Tabel 2. Suitsugaaside füüsikalised parameetrid | 124 |
| Tabel 3. Veeauru füüsikalised parameetrid..... | 125 |
| Tabel 4. Vee füüsikalised parameetrid küllastuspiiril..... | 125 |
| Tabel 5. Mõnede vedelike soojusfüüsikalised omadused | 126 |
| Tabel 6. Kramp'i funktsiooni väärtused (Gauss'i vigade integraal) | 126 |
| Tabel 7. Mõnede ainete ja materjalide füüsikalised parameetrid..... | 127 |
| KASUTATUD KIRJANDUS | 130 |

I TEHNILINE TERMODÜNAAMIKA

SISSEJUHATUS

Termodünaamika on teadus energiatega seostest ja muundumistest, kus üheks komponendiks on soojus. Tehniline termodünaamika on eelmainitu alaliigiks, mis uurib soojuse ja mehaanilise töö vastastikuseid seoseid. Tehniline termodünaamika annab alused soojustehniliste seadmete ja aparatuuride (näiteks katelseadmete, gaasiturbiinide, sise põlemismootorite, kompressorite, reaktiivmootorite, soojusvahetuseadmete, kuivatite jne) arvutamiseks ja projekteerimiseks.

Tehniline termodünaamika nagu termodünaamika üldse tugineb kahele põhiseadusele. Termodünaamika esimene seadus on energia jäävuse seadus, rakendatuna soojuslikele protsessidele, teine seadus aga määrab kindlaks vahekorra olemasoleva soojuse ja temast saadava mehaanilise töö vahel, st määrab kindlaks soojuse mehaaniliseks tööks muundamise tingimused.

Termodünaamika kui teadus hakkas hoogsalt arenema alates 19. sajandi algusest. Selleks andis tuge aurumasina edaspidise täiustamise ja tema kasuteguri tõstmise vajadus. Esimene sellealane töö ilmus prantsuse insenerilt *S. Carnot* 'lt 1824. aastal, kus ta teoreetiliselt määras kindlaks soojusmasina maksimaalse võimaliku kasuteguri. Selles töös formuleeriti esimesena termodünaamika teine seadus.

19. sajandi 40-ndatel aastatel *J. R. Mayer*, *J. P. Joule* ja *H. Helmholtz* uurides eksperimentaalselt mehaanilise töö ja soojuse vastastikust vahekorda, määrasid soojuse mehaanilise ekvivalendi arväärtuse. See andis aluse termodünaamika esimese seaduse formuleerimiseks.

Tehniline termodünaamika on baasiks mitmetele uute energiatega tootmisviiside väljatöötamisel ja täiustamisel.

Tehniline termodünaamika koos soojusülekanedega annab kõigile soojustehnilistele distsipliinidele teoreetilised alused. Õppematerjali I osas antakse algteadmisi tehnilisest termodünaamikast, mis on vajalikud soojuse olemuse ja soojustehnilistes seadmetes toimuvate protsesside mõistmiseks.

1. PÕHIMÕISTED. IDEAALSETE GAASIDE OMADUSED

1.1. Termodünaamiline süsteem ja väliskeskkond

Termodünaamika mõistete ja seaduste käsitlemisel on oluline tähtsus termodünaamilise süsteemi ja väliskeskkonna mõistetele.

Väliskeskkonna all mõistetakse kõigi teatud ruumi osas paiknevate meelevaldsete füüsikalise-keemiliste omadustega kehade kompleksi.

Termodünaamiliseks süsteemiks aga nimetatakse väliskeskkonnast kindlate geomeetriliste pindadega eraldatud kehade kogu.

Termodünaamiline süsteem ja väliskeskkond võivad teineteist vastastikku väga mitmeti mõjutada (näiteks mehaaniliselt, soojuslikult, keemiliselt, elektriliselt jne).

Termodünaamilise süsteemi ja väliskeskkonna vastastikust mõjutamist nimetatakse termodünaamilise süsteemi ja väliskeskkonna koosmõjuks.

Tehniline termodünaamika tegeleb olukordadega, kus termodünaamiline süsteem ning väliskeskkond mõjutavad teineteist ainult mehaaniliselt ja soojuslikult, st võib esineda ainult mehaaniline ja soojuslik koosmõju. Termodünaamilise süsteemi ja väliskeskkonna koosmõju toimub süsteemi väliskeskkonnast eraldatavate pindade vahendusel.

Olgu termodünaamiliseks süsteemiks liikuva kolviga silindrisse paigutatud gaasiline keha. Vaadeldaval juhul võib väliskeskond mõjutada termodünaamilist süsteemi ainult siis, kui silindris paikneva gaasi rõhk erineb väliskeskonna rõhust. Selle tagajärjel silindris paikneva gaasi maht kas suureneb või väheneb. Viimane väljendub kolvi asendi muutuses. Termodünaamilise süsteemi ja väliskeskonna vastastikune mõju toimub kolvi kaudu.

Termodünaamilise süsteemi ja väliskeskonna vastastikuse soojusliku mõju all mõistetakse soojuse ülekandmist termodünaamiliselt süsteemilt väliskeskonnale või vastupidi. See on võimalik ainult siis kui termodünaamilise süsteemi temperatuur erineb väliskeskonna temperatuurist.

Termodünaamilise süsteemi ja väliskeskonna vahel võib samaaegselt esineda nii mehaaniline kui ka soojuslik koosmõju.

Termodünaamilist süsteemi, millel puudub soojusvahetus väliskeskonnaga (ka siis, kui termodünaamilise süsteemi temperatuur erineb väliskeskonna temperatuurist), nimetatakse soojuslikult isoleeritud ehk adiabaatiliseks süsteemiks. Adiabaatiliseks termodünaamiliseks süsteemiks on näiteks soojuslikult ideaalselt isoleeritud anumasse paigutatud gaas. Sellist süsteemi, mis väliskeskonnast on eraldatud samaaegselt adiabaatiliste (soojuslikult isoleeritud) ja mehaaniliselt absoluutselt jäikade pindadega, nimetatakse suletud ehk isoleeritud termodünaamiliseks süsteemiks. Isoleeritud termodünaamilise süsteemi ja väliskeskonna vahel puudub nii soojuslik kui ka mehaaniline koosmõju.

1.2. Termodünaamiline keha

Termodünaamilises süsteemis paiknevat keha või kehi, mille vahendusel toimub soojuse ja mehaanilise töö vastastikune muundamine, nimetatakse termodünaamiliseks kehaks. Termodünaamiliseks kehaks võivad olla üldjuhul nii tahked, vedelad kui ka gaasilised kehad. Kõige sobivamateks termodünaamilisteks kehadeks on gaasid (või aarud), kuna nad võivad paisumis- (komprimeerimis-) protsessides mitmekordselt muuta oma mahtu.

Soojusjõumasinares (sisepõlemismootorites, gaasiturbiinides, reaktiivmootorites jt) soojuse muundamisel mehaaniliseks tööks on termodünaamiliseks kehaks kütuste põlemisel saadavad gaaside segud. Põlemisgaaside koostis oleneb põletatava kütuse omadustest. Kasutades hapendajana õhku saadakse gaaside segu, mis koosneb peamiselt süsihappegaasist, veeaurust, lämmastikust ja hapnikust. Antud juhul ei muuda termodünaamiline keha soojusjõumasinas töötükli jooksul agregaatolekut, st esineb ainult gaasilises faasis.

Aurujõuseadmetes (auruturbiinid, aurumasinad jt) on enamikul juhtudel termodünaamiliseks kehaks veeaur. Töötükli käigus muudab veeaur aurujõuseadmes oma agregaatolekut. Näiteks auruturbiini siseneb ülekuumendatud aur, mis pärast paisumisprotsessi masinas kondenseerub (kondensaatoris) täielikult veeks. Kondensaat suunatakse aurugeneraatorisse, kus ta uuesti aurustatakse. Seega teeb termodünaamiline keha töötükli jooksul läbi faasimuutuse.

Tehniline termodünaamika tegeleb paralleelselt soojuse ja mehaanilise töö vastastikuste vahekordade uurimisega ka termodünaamilise keha (gaaside ja aurude) omaduste tundmaõppimisega, millega puutume samuti kokku järgnevas.

1.3. Termodünaamilise keha termilised olekuparameetrid

Termodünaamilise süsteemi ja väliskeskonna koosmõjul termodünaamiline keha muudab oma olekut. Termodünaamilise keha oma oleku iseloomustamiseks kasutatakse kolme termilist olekuparameetrit: erimahtu (või tihedust), rõhku ja temperatuuri. Termiliste olekuparameetrite kõrval, nagu näeme allpool, leiavad kasutamist ka soojuslikud olekuparameetrid (siseenergia, entalpia, entroopia jt).

Termodünaamilise keha olek on üheselt määratud kahe meelevaldse olekuparameetriga.

Erimahuks nimetatakse keha massiühiku mahtu. Tähistades keha mahu $V(m^3)$ ja massi $M(kg)$, siis erimaht

$$v = V/M \text{ m}^3/\text{kg}$$

Erimahu pöördväärtust nimetatakse tiheduseks:

$$\rho = M/V = 1/v \text{ kg/m}^3.$$

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

Rõhuks nimetatakse pinnauhikule normaali suunas mõjuvat jõudu.

$$P = F/S, \quad (1)$$

Kus F – pinnauhiku normaali suunas mõjuv jõud.

Rõhu mõõtühikuks on 1 N/m^2 . Kuna viimane on väga väike ühik, siis kasutatakse praktikas suuremate rõhkude mõõtmiseks ühikuid $10^3 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ kN/m}^2$ või $10^6 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ MN/m}^2$.

Sageli mõõdetakse väiksemaid rõhke kas vee-või elavhõbedasamba millimeetrites. $1 \text{ N/m}^2 = 0,102 \text{ mmVs} = 0,00750 \text{ mmHg}$, samuti baarides (tähis: bar) ja atmosfäärides. SI süsteemis on rõhuühikuks paskal (Pa).

Võttes valemis (1) jõuks $1 \text{ N/(kg/(m} \cdot \text{ s}^2))$ ja pindalaks $S=1 \text{ m}^2$, saame

$$P = F/S = 1 \text{ N/m}^2 = \text{N/m}^2 = \text{kg} \cdot \text{m}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}^2) = \text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s}^2) = \text{Pa}.$$

Praktikas on enamkasutatud suurem ühik – kilopaskal (kPa) ja megapaskal (Mpa)

$$1 \text{ Pa} = 10^{-3} \text{ kPa} = 10^{-6} \text{ Mpa} \quad 1 \text{ Pa} = 0,0075 \text{ mmHg} = 0,099 \text{ mmVS}.$$

Normaalne atmosfääri rõhk on $101\,325 \text{ Pa}$ (760 mmHg) temperatuuril 0°C , mõõdetud mere pinnal 45° laiuskraadil.

Tuletõrje praktikas kasutatakse tehnilist atmosfääri:

$$1 \text{ at} = 1 \text{ kGm/cm}^2.$$

Kui rõhu mõõtmisel on nullnivooks absoluutne vaakum, saadakse nn absoluutne rõhk. Võttes nullnivooks atmosfääri (baromeetrilise) rõhu, saame nn üleriõhu. Manomeetriga mõõtmisel absoluutne rõhk

$$p_{\text{ata}} = p_{\text{man}} + B,$$

vaakummeetriga mõõtmisel aga

$$p_{\text{ata}} = B - p_{\text{vaak}},$$

kus B – baromeetiline rõhk.

Sageli on vaakummeetrite skaala gradueeritud kas mm veesammast või mmHg sammast:

$$1 \text{ mmHg} = 133,3 \text{ Pa} = 0,076 \text{ mmVS}; \quad 1 \text{ mmVS} = 10,13 \text{ Pa}.$$

Tuletõrje tsentrifugaalpumpade juures on kasutusel manovaakummeeter, mis pumba imemisrežiimis näitab süsteemis (pumbas ja voolikutes) rõhendust (vaakumi), pumba ja voolikute veega täitumisel algab rõhu tõus.

Absoluutse rõhu määramisel on vajalikud nii manomeetri p_{man} kui ka baromeetri näit(B), rõhenduse puhul aga baromeetri ja vaakummeetri näit. Absoluutse rõhu tähistamiseks on p_{ata} .

Gaasi olekuparameetrikas on üksnes absoluutne rõhk, mida kasutatakse termodünaamilistes arvutustes. Üle- ja alarõhk ei ole püsivad suurused, olenevad atmosfääri rõhust.

Temperatuur iseloomustab keha kuumenemise astet ja määrab kehadevahelise soojusvoo suuna (alati kõrgema temperatuuriga kehalt madalama temperatuuriga kehale).

Molekulaar-kineetilise teooria kohaselt on süsteemi temperatuur otseses lineaarses sõltuvuses osakeste soojusliikumise keskmise kineetilise energiaga.

Reaalgaaside puhul on seda energiat arvestada võimatu. Üksnes 1 kilomooli ideaalgaasi puhul on kineetiline energia määratletud temperatuuri kaudu:

$$E = 3/2 \cdot RT,$$

kus R – universaalne gaasikonstant, $8,31 \cdot 10^3 \text{ J/kmol} \cdot \text{K}$,

T – temperatuur, K

Praktikas on levinumaks temperatuuriskaalaks rahvusvaheline sajakraadine ehk Celsiuse skaala ($^\circ\text{C}$). Celsiuse skaalal on nulltemperatuuriks jää sulamistemperatuur rõhul 760 mmHg , 100°C -le vastab aga vee keemistemperatuur samal rõhul.

Termodünaamikas mõõdetakse temperatuuri absoluutses termodünaamilises ehk nn Kelvini skaalas. Kelvini skaala järgi mõõdetud temperatuuri tähistatakse $T \text{ K}$. Nulltemperatuuriks (0 K) on selles skaalas temperatuur $273,15^\circ\text{C}$ alla nulli (absoluutne null, mille juures lakkab aine igasugune liikumine).

Järelikult on Kelvini ja Celsiuse skaalade järgi mõõdetud temperatuuride vahel järgmine seos:

$$T = t + 273 \text{ K}; \quad t = T - 273^{\circ}\text{C}.$$

Veidi ajaloost: esimese elavhõbeda termomeetri võttis kasutusele 1714. aastal *Fahrenheit*. Tema nn reeperpunktideks oli jää-soola-ammooniumkloriidi segu ja inimkeha temperatuur, esimese tähistuseks oli 0 ja teisel 96, sellisel oli jaotuse väärtuseks 1/96 temperatuuri skaalat.

Järgnevalt esitas skaala *Reamur*, kus jaotus on 1/80 skaalat, (0°R oli jää sulamistemperatuur ja 80°R vee keemistemperatuur normaalrõhul 101,325 kPa) ja *Celsius*, kus jaotus on 1/100 skaalat, (0°C on jää sulamistemperatuur ja 100°C vee keemistemperatuur).

Nüüdisajal on valitsevaks Celsiuse skaala, Ameerika Ühendriikides ja veel mõnedes riikides on kasutusel Fahrenheiti skaala.

$$t^{\circ}\text{C} = 100/180t^{\circ}\text{F} - 32^{\circ} = 5/9t^{\circ}\text{F} - 32^{\circ}\text{C};$$

$$t^{\circ}\text{C} = 100/180t^{\circ}\text{R} = 5/4t^{\circ}\text{R},$$

järelikult

$$t^{\circ}\text{C} = 5/9t^{\circ}\text{F} - 32^{\circ} = 5/4t^{\circ}\text{R}.$$

Absoluutne termodünaamiline temperatuuriskaala omab ainult ühte reeperpunkti – selleks on vee kolmikpunkti temperatuur, mis on 273,16 (täpselt) K.

Rahvusvahelisel praktilisel temperatuuriskaalal on 11 reeperpunkti: hapniku keemistemperatuur ($-89,96^{\circ}\text{C}$), vee kolmikpunkti temperatuur ($0,01^{\circ}\text{C}$), vee keemistemperatuur (100°C), tsingi tahkestumistemperatuur ($419,505^{\circ}\text{C}$), hõbeda tahkestumistemperatuur ($960,8^{\circ}\text{C}$) jt.

1.4. Mass ja maht

Materia hulk mingis kehas on seda suurem, mida rohkem osakesi on tema koostises, sest iga osakes sisaldab endas teatud koguse materiat. Newton nimetas seda kehas olevat materiat hulka massiks. Mass on üks iseloomulikemaid keha omaduse näitajaid, ta on inertsiooni mõõduks, määrab gravitatsiooni omadusi. Mass on leitav Newtoni 2. seaduse ($F=ma$) järgi:

$$m = F/a, \tag{2}$$

kus m – keha mass, kg,
 F – kehale mõjuv jõud, kGm/s²,
 a – kiirendus, m/s².

Füüsikalistel kehadel on ka vastastikune toime, mis avaldub Newtoni 3. seaduse vahendusel. Kui keha on paigalseisus või liigub ühtlaselt ja sirgjooneliselt, siis tema kaal võrdub raskusjõuga:

$$\vec{P} = m\vec{g}, \tag{3}$$

kus g – vaba langemise kiirendus.

Keha kaal on proportsionaalne tema massiga, ta oleneb raskuskiirendusest, seega asukohast Maakeral (vt näiteid A. Talvari “Rakenduskeemia I”, SKA, Tallinn, 2003).

Kaalu ühikuks on SI süsteemis njuuton (N), mis võrdub jõuga, mis annab massile 1 kg kiirenduse 1m/s² jõu rakendamise sihis.

Massi mõõdetakse peale kilogrammide (kg) ka kilogramm-molekulides (kilomoolides). Kilogramm-molekul (kmol) on gaasi hulk, mille mass kilogrammides võrdub tema molaarmassiga. Näiteks 1 kilomool sisaldab 2 kg vesinikku (vesiniku molaarmass on 1), 28 kg lämmastikku (molaarmass on 14), 32 kg hapnikku (molaarmass 16).

Maht on seotud keha geomeetriliste mõõdetega. Gaasi maht on võrdne selle anuma mahuga, milles ta on. Mahu tähisteks on V ja mõõdetakse teda kuupmeetritega (m³).

Termodünaamikas on oluliseks mõõduks ka erimaht, mis on massiühiku ruumala, tähisteks v . Kui kehal massiga m kg on maht V m³, siis tema erimaht on:

$$v = V/m \tag{4}$$

SI süsteemis erimahu ühikuks on m^3/kg .

Mahuühiku mass on tihedus

$$\rho = m/V \text{ (kg/m}^3\text{)}.$$

Paljudel juhtudel kasutatakse ka kilomooli mahtu (m^3/kmol)

$$V_\mu = \mu v,$$

kus μ – gaasi molaarmass, kg/kmol ,

v – erimaht, m^3/kg .

Erinevate gaaside kilomoolide mahud on samadel temperatuuridel ja rõhkudel võrdsed (Avogadro seadus).

Leiame näiteks lämmastiku (N_2) ja hapniku (O_2) kilomooli mahu normaaltingimustel, s.o rõhul $101\,335 \text{ Pa}$ (760 mmHg) ja temperatuuril 0°C . Lämmastiku erimaht on $v = 0,8 \text{ m}^3/\text{kg}$ ja hapnikul $v = 0,7 \text{ m}^3/\text{kg}$

Lämmastiku molaarmass $\mu = 28 \text{ kg/kmol}$,

$$V_\mu = \mu \cdot v = 28 \cdot 0,8 = 22,4 \text{ m}^3/\text{kmol}.$$

Hapniku molaarmass on $\mu = 32 \text{ kg/mol}$,

$$V_\mu = \mu \cdot v = 32 \cdot 0,7 = 22,4 \text{ m}^3/\text{kmol}.$$

Seega on mistahes gaasi kilomooli maht normaaltingimustel $22,4 \text{ m}^3$, $V_\mu = 22,4 \text{ m}^3$.

1.5. Mõned tuleohutuse ülesanded

Gaasi oleku parameetrite määramine on hädavajalik praktiliste nii tuleohutust kui ka üldse ohutust käsitlevate ülesannete lahendamisel.

Ülesanne 1: Väljendada rõhk SI süsteemi ühikutes kui on teada a) rõhk hapniku balloonis 160 at , b) gaasitorbiku hermeetilisuse proovil 200 mmVS ja rõendus 560 mmHg .

Lahendus: a) $160 \text{ at} = 160 \text{ kGm/cm}^2 \approx 16 \cdot 10^6 \text{ Pa} = 16 \text{ Mpa}$,

b) $200 \text{ mmVS} \approx 2000 \text{ Pa} = 2 \text{ kPa}$,

c) $560 \text{ mmHg} = 560 \cdot 133 = 74480 \text{ Pa} = 74,5 \text{ kPa}$.

Ülesanne 2: Keemiatehase ühes hoones mahuga $V=120 \text{ m}^3$ avastati metaani. Analüüs näitas tiheduseks $\rho=0,71 \text{ kg/m}^3$. Leida metaani mass hoones.

Lahendus: $m = \rho V = 0,71 \cdot 120 = 85,2 \text{ kg}$.

Ülesanne 3: Vahtkustuti kesta hüdraulilisel katsetamisel näitas hüdraulilise pressi manomeeter rõhku $p=2 \text{ MPa}$ (20 kg/cm^2).

Leida absoluutne rõhk kesta kui atmoosfääri rõhk baromeetri järgi $p_{\text{atm}} = 740 \text{ mmHg} = 0,098 \text{ MPa}$.

Lahendus: $p_{\text{ata}} = p_{\text{atü}} + p_{\text{atm}}$; $p_{\text{ata}} = B + p_{\text{man}}$,

$$p_{\text{ata}} = (2+0,098) = 2,1 \text{ Mpa}.$$

Ülesanne 4: Tuletõrje tsentrifugaalpumba vaakummeeter näitab rõhendust $p_{\text{vaak}} 600 \text{ mmHg}$. Milline on absoluutne rõhk kui atmosfääri rõhk baromeetri järgi on $p_{\text{atm}} = 760 \text{ mmHg}$.

Lahendus: $p_{\text{ata}} = p_{\text{atm}} - p_{\text{vaak}} = 760 - 600 = 160 \text{ mmHg}$,

$$p_{\text{ata}} = 160 \cdot 133 = 21,2 \text{ kPa}.$$

2. IDEALGAASI SEADUSED

2.1. Termodünaamiline protsess

Termodünaamilist süsteemi mõjutava väliskeskkonna parameetrite muutumisel muutuvad ka süsteemi termodünaamilised parameetrid, mis erinevatel ajamomentidel omavad erinevaid väärtusi. Termodünaamilise süsteemi oleku muutust väliskeskkonna mehaanilisel ja soojuslikul mõjutusel nimetatakse termodünaamiliseks protsessiks.

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 protsesside kaudu. Näiteks, olgu vaja termodünaamiline keha olekust 1 (rõhuga p_1 ja erimahuga v_1) viia olekusse 2 (rõhuga p_2 ja erimahuga v_2). Vaatleme kahte võimalust mainitu teostamiseks. Esimesel juhul viime termodünaamilise keha püsivtemperatuuriliselt (isotermselt) rõhuni p_2 ning hiljem püsivrõhuliselt (rõhul p_2) (isabaarselt)olekusse 2. Teisel juhul võime termodünaamilise keha viia püsivmahuliselt (isohoorst) mingisse vahepealsesse olekusse ning sealt edasi adiabaatselt (soojuslikult isoleeritud olukorras) lõppolekusse 2.

Termodünaamilisi protsesse, kus termodünaamiline keha protsessi käigus saab tagasi algoleku, nimetatakse ringprotsessideks.

Termodünaamilise protsessi käiku väljendatakse tavaliselt kahe olekuparameetri vahelise seosena, mis antakse kas analüütiliselt või graafiliselt. Näiteks, kui mingit termodünaamilist protsessi väljendada rõhu ja erimahu vahelise seosena, siis funktsioon $p=f(v)$ on vaadeldava termodünaamilise protsessi analüütiliseks avaldiseks.

2.2. Gaaside kineetiline teooria. Ideaalne gaas

Ainete molekulaar-kineetiline teooria on tänapäeval üksikasjaliselt välja arendatud ainult gaaside kui kõige lihtsama ehitusega kehade kohta.

Gaaside molekulid (nende arv mahuühikus on väga suur) on pidevas omavahelises kaootilises liikumises. Iga gaasimolekul liigub sirgjooneliselt seni, kuni ta põrkub kokku järgmise molekuli või gaasi piirava pinnaga. Molekulide põrked vastu gaasi piiravaid pindu (anuma seinu) põhjustavad rõhu. Tingituna gaasi molekulide lakkamatust kaootilisest liikumisest jaguneb molekulide põrgete arv vastu anuma seinu ning koos sellega ka rõhk üle kogu pinna ühtlaselt.

Eriti lihtsad ja ülevaatlikud matemaatilised seosed saadakse siis, kui kasutada ideaalse gaasi mõistet. Ideaalse gaasi all mõistetakse gaasi, mis koosneb elastsetest molekulidest ja mille vahel puuduvad tõmbejõud. Ideaalse gaasi molekulide maht võrreldes gaasi enese mahuga loetakse tühiselt väikeseks. Ideaalseid gaase looduses ei esine. Looduses esinevate gaaside, nn reaalsete gaaside omadused lähenevad ideaalsete gaaside omadustele seda rohkem, mida madalam on nende rõhk ja mida kõrgem nende temperatuur.

Ideaalsete gaaside molekulaar-kineetilisest teooriast järgneb, et gaasi ümbritsevatele pindadele mõjuv rõhk on võrdeline $2/3$ mahuühikus paiknevate molekulide keskmise kineetilise energiaga. Vastavalt sellele avaldub rõhk

$$p = (1/3)nm\omega^2 \quad \text{või} \\ p = (2/3) n (m\omega^2/2), \quad (5)$$

kus p – ideaalgaasi absoluutne rõhk anuma seinale,
 n – gaasimolekulide arv mahuühikus,
 m – gaasimolekuli mass,
 ω – gaasimolekulide keskmine translatoorne ruutkiirus, suurus $m\omega^2/2$ väljendab ühe molekuli liikumise keskmist kineetilist energiat.

Molekulaar-kineetilise teooria järgi loetakse gaasi absoluutne temperatuur võrdeliseks molekulide keskmise kineetilise energiaga. Vastavalt öeldule

$$m\omega^2/2 = \beta T, \quad (6)$$

kus β – võrdetegur, mis on sama kõikidele ideaalsetele gaasidele.

Asetades $m\omega^2/2$ põhivõrrandisse saame

$$p = (2/3) n \beta T, \quad \text{st rõhk on lineaarses sõltuvuses molekulide arvuga mahuühikus ja absoluutse temperatuuriga.}$$

Eeltoodud valemist järeldub, et temperatuuril 0 K molekulide keskmine ruutkiirus $\omega=0$, st absoluutsel nulltemperatuuril molekulide liikumine lakkab. Seetõttu ongi kõige madalamaks võimalikuks temperatuuriks 0 K.

Võrrandite (5) ja (6) kooslahendamisel ning mõlemate poolte läbikorrutamisel gaasi mahuga V, saame

$$pV = 2/3 n V \beta T. \quad (6a)$$

Mahus V olevate gaasimolekulide koguarv $N = nV$. Eelnevat arvestades, võime võrrandile (6a) anda kuju

$$pV = (2/3)n\beta T.$$

Viimasest võrrandist selgub, et ideaalsed gaasid sisaldavad võrdsetel mahtudel, rõhkul ja temperatuuridel võrdse arvu molekule. Mainitud tuntakse Avogadro seadusena.

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

$$\mu/\rho = \mu v = \text{konst.}$$

Korrutist μv nimetatakse gaasi moolmahuks.

Järelikult on kõikide gaaside moolmahud võrdsetel rõhkul ja temperatuuridel võrdsed. Praktikas leiab laialdast kasutamist gaaside moolmaht normaalingimustel (rõhul 760 mmHg ja temperatuuril 0°C) $V_0 = 22,4 \text{ m}^3$.

2.3. Ideaalsete gaaside olekuvõrrandid

Ideaalgaside seadusi kasutatakse tehnilises termodünaamikas mitmesuguste tuleohutusala insener-tehniliste ülesannete lahendamisel. Alltoodud seadused leiti esmalt katsete tulemuste põhjal, hiljem nad tuletati aine ehituse molekulaar-kineetilise teooria alusel.

Boyle-Maryotte seaduse (1662. a inglise keemik ja füüsik Robert Boyle ja prantsuse füüsik 1676. a Edme Mariotte) järgi jääval temperatuuril on gaasi rõhk pöördvõrdeline tema ruumalaga.

$$V_1/V_2 = p_2/p_1 \quad (7)$$

Asendades siia erimahu ja võttes antud gaasi massiks $m = 1 \text{ kg}$, saame

$$v_1/v_2 = p_2/p_1 \quad (8)$$

Millest $p_1 v_1 = p_2 v_2$ ehk $p v = \text{konst.}$ (9)

Gaasi tihedus on erimahu pöördväärtus, siis

$$\rho_1 = 1/v_1; \quad \rho_2 = 1/v_2$$

võrrandi (8) saame esitada:

$$\rho_2/\rho_1 = p_2/p_1$$

Gaaside tihedused on võrdelises sõltuvuses nende absoluutsete rõhkudega.

Võrrandi (9) põhjal võib *Boyle-Maryotte seadust sõnastada nii: kindla ideaalgaasi massi rõhu ja erimahu korrutis jääval temperatuuril on konstantne suurus*.

Selle saab järeldada ka gaaside kineetilise teooria põhivõrrandist. Asendades võrrandis (6) molekulide arv mahuühikus suhtega N/V (V – on antud gaasimassi ruumala, N – on molekulide arv ruumalas) saame

$$p = (2/3) (N/V)\beta T \quad \text{või} \quad pV = (2/3)N \beta T. \quad (10)$$

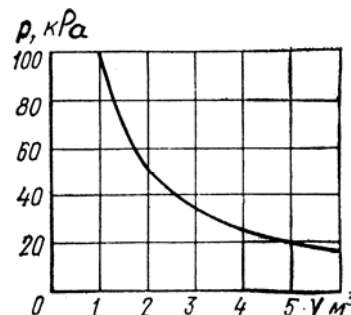
Kuna antud gaasimassi puhul N ja β (võrdetegur, võrdne kõikidele ideaalgaasidele) on jäävad suurused, siis jääval temperatuuril ($T = \text{konst}$) saame mistahes gaasi hulga puhul Boyle-Maryotte võrrandi kirjutada

$$pV = \text{konst.} \quad (11)$$

ja 1 kg gaasi kohta

$$pv = \text{konst.}$$

Graafiliselt on isoterm hüperbooli kujuline pv – koordinaadistikus (joonis 1).



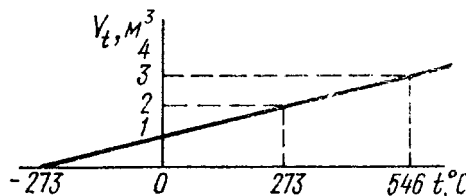
Joonis 1. Ideaalgaasi rõhu olenevus ruumalast jääval temperatuuril. Protsessi nimetatakse isotermseks.

Boyle-Maryotte seadus ei sobi rakendamiseks soojustehnilistes arvutustes väga kõrgetel rõhkudel ja väga madalatel temperatuuridel.

Gay-Lussaci seadus näitab ideaalgaasi mahu sõltuvust temperatuurist jääval rõhul (1802. a prantsuse füüsik ja keemik Joseph Louis Gay-Lussac). Ta leidis, et gaasi temperatuuri tõstmisel 1°C võrra jääval rõhul suurenes tema maht $1/273$ mahu võrra, mis oli gaasil 0°C juures.

$$V_t = V_0 (1 + t/273) \quad (12)$$

Seaduse graafiline kuju on toodud joonisel 2, mis on sirge (isobaar).



Joonis 2. Ideaalgaasi ruumala olenevus temperatuurist jääval rõhul. Protsessi nimetatakse isobaarseks.

Vaadeldes graafikut näeme, et sirge lõikab temperatuuri telge absoluutse nulli juures.

Oletame võrrandi (12) puhul, et $V_t = 0$, siis

$$0 = V_0 (1 + t/273),$$

et aga $V_0 \neq 0$, siis järelikult $1 + t/273 = 0$, millest $t = -273^{\circ}\text{C}$. Kuna $-273^{\circ}\text{C} = 0\text{ K}$, mida oligi vaja tõestada.

Esitame Gay-Lussaci seaduse järgneval kujul:

$$V_t = V_0 (273 + t) / 273$$

Kuna $273+t = T$ ja $273\text{ K} = 0^{\circ}\text{C}$ saame

$$V_t = V_0 T / T_0 \text{ ehk } V_t / T = V_0 / T_0 \quad (13)$$

Asetades võrrandisse (13) erimahu ja võttes $m=1\text{kg}$ saame:

$$v_1 / T_1 = v_2 / T_2 \text{ ehk } v_2 / v_1 = T_2 / T_1 \quad (14)$$

Need suhted väljendavad Gay-Lussaci seadust.

Gay-Lussaci seadust saame sõnastada nii: jääval rõhul on ideaalgaasi samade masside erimahud võrdelised absoluutsete temperatuuridega.

Seaduse üldine kuju on

$$v/T = \text{konst} \quad (15)$$

Sama järeldub ka gaaside kineetilise teooria võrrandist. Võrrandi (10) esitame sellisel kujul

$$V/T = (2/3)N\beta/p \text{ ja } p = \text{konst} \text{ puhul saamegi võrrandi (15).}$$

Gay-Lussaci seadust kasutatakse laialdaselt tuletõrje tehnika arvutustes. Gaaside mahulise paisumisseaduse alusel töötab ideaalne gaasi termomeeter, mille mõõtediapasoon on 1-1400 K.

Charlesi seadus seostab rõhu sõltuvuse antud gaasimassi temperatuurist jääval mahul. (Charles, 1787). Charles tõestas, et gaasi temperatuuri tõstmisel 1°C võrra jääval mahul suureneb tema rõhk $1/273$ võrra, mis oli tal 0°C juures ($p_0/273$ võrra). Rõhk temperatuuril t on määratletud:

$$p_t = p_0 + p_0(t/273)$$

$$p_t = p_0(1+t/273) \quad (16)$$

Tuletõrje arvutustes kasutatakse sageli (16)-st tuletatud võrrandit:

kuna

$$p_t = p_0(273+t)/273 \quad \text{ja} \quad 273+t = T \quad \text{või} \quad 273\text{K} = 0^{\circ}\text{C} = T_0,$$

siis

$$p_t = p_0 T/T_0 \quad \text{või} \quad p_t/p_0 = T/T_0. \quad (17)$$

Jääval erimahul on ideaalgaasi absoluutne rõhk võrdeline absoluutse temperatuuriga.

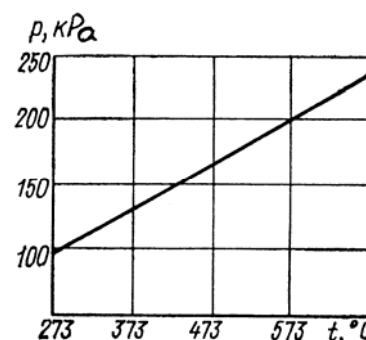
$$p_2/T_2 = p_1/T_1 \quad \text{või} \quad p/T = \text{konst.} \quad (18)$$

See võrrand (18) ongi Charles'i seaduse väljendus üldkujul.

Selle saab tuletada ka võrrandist (10):

$$p/T = 2/3(N\beta V), \quad V = \text{konst} \quad \text{puhul saamegi Charlesi seaduse võrrandi üldkujul (18).}$$

Graafiku joonestamisel kasutame võrrandi (17) abi. Graafik on sirge, mida nimetatakse isohooriks (joonis 3).



Joonis 3. Gaasi rõhu sõltuvus temperatuurist jääval ruumalal. Protseessi nimetatakse isohooriks.

Clapeyroni võrrand.

Kirjeldame katset (joonis 4) kus gaas on sisemises tasakaalu olekus. Silindris (1. olek) on 1 kg ideaalgaasi parameetritega p_1 , v_1 ja T_1 . Andes või ära võttes gaasilt soojust ja liigutades kolbi viieme gaasi teise olekusse (2) parameetritega p_2 , v_2 ja T_2 .

Kirjutame võrrandi (10) gaasi mõlema oleku kohta:

$$p_1 v_1 = 2/3(N\beta T_1) \quad \text{ja} \quad p_2 v_2 = (N\beta T_2).$$

Jagades võrduste paremad ja vasakud pooled, saame

$$(p_1 v_1)/(p_2 v_2) = T_1/T_2.$$

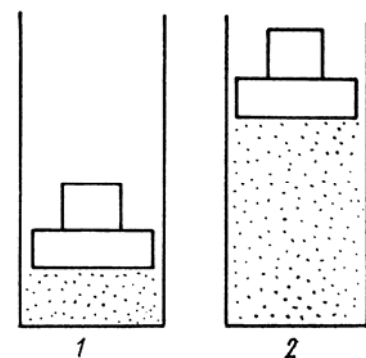
Siit saame Boyle-Maryotte-Gay-Lussaci ühendatud seaduse:

$$p_1 v_1 / T_1 = p_2 v_2 / T_2. \quad (19)$$

Kui võrrandis (19) konstantseid suurusi tähistada R_1 , mida me nimetame gaasi erikonstandiks ja viies selle arvestatuna 1 kg gaasile, saame

$$p v / T = R_1 \quad \text{või} \quad p v = R_1 T. \quad (20)$$

Võrrand (20) määratleb ideaalgaasi oleku ja on kasutatav tema tasakaaluoleku puhul. Ta seob kolme põhiparameetrit ja teades neist kahte, saame leida kolmanda. Esmakordselt esitas selle võrrandi prantsuse füüsik *Benoit Pierre Emilie Clapeyron*. Clapeyron sai selle Boyle-Mayrotte ja Gay-Lussaci seaduste alusel. Ta ei kasutanud oma võrrandis Avogadro seadust. Et seda võrrandit (20) kasutada mingi gaasi kohta, peame teadma tema omadusi ja määrama R suuruse, mis on gaasi olemusest ja hulgast.



Joonis 4. Clapeyroni katse kirjeldus. 1,2 – ideaalgaasi erinevad olekud.

Mistahes gaasi massi m (kg) kohta saame oleku võrrandi kui korrutame võrrandi mõlemaid pooli suurusega m .

$$\text{Kuna } V = vm, \text{ kus } V - \text{gaasi täielik maht, siis saame } pV = mR_1T, \quad (21)$$

kus p – gaasi absoluutne rõhk, Pa,
 V – gaasi maht, m^3 ,
 v – gaasi erimaht, m^3/kg ,
 m – gaasi mass, kg,
 T – absoluutne temperatuur, K.

Gaasikonstandi R_1 ühikuks on $J/(kg \cdot K)$. Füüsikalises mõttes kujutab ta mehaanilist tööd, mida gaas teeb paisudes, kui 1 kg gaasi kuumutada jääval rõhul 1 K võrra.

Võrrandi (21) alusel saame väljendada ka kilomooli gaasi kohta (μ kg gaasi):

$$pV_\mu = \mu R_1 T, \quad (22)$$

kus $V_\mu = \mu v$ on kilomooli maht,
 μ – molekulaarmass,
 R_1 – gaasikonstant arvestatud 1 kg gaasi kohta.

Võrrandist (22) saame leida vaadeldava gaasi R :

$$R_1 = (pV_\mu)/(\mu T). \quad (23)$$

Arvestades, et 1 kilomooli mistahes gaasi maht normaaltingimustel on $22,4146 \text{ m}^3/\text{kmol}$, saame

$$R_1 = 8314/\mu \text{ J}/(\text{kmol} \cdot \text{K}) \quad (23a)$$

$$\text{või } \mu R_1 = 8314 = R,$$

kus R – universaalne gaasikonstant, $J/(\text{kmol} \cdot \text{K})$.

Universaalne gaasikonstant väljendab arvuliselt paisumistööd, mida teeb 1 kilomool gaasi isobaarsel protsessil temperatuuri tõstmisel 1 K võrra.

2.4. Clapeyron-Mendelejevi võrrand

Võrrandit (22) saame kirjutada järgmisel kujul

$$R = pV_\mu/T \quad (24)$$

või

$$pV_\mu = RT \quad \text{see on Clapeyron-Mendelejevi võrrand.} \quad (25)$$

Teades, et $\mu R_1 = 8314 \text{ J}/\text{kmol} \cdot \text{K}$, saame võrrandi (25) kirjutada nii:

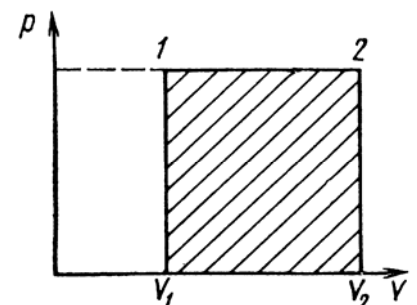
$$pV_\mu = 8314 T. \quad (26)$$

Korrutades võrrandi (25) mõlemad pooli n_μ -ga (gaasi kilomoolide arv), saame võrrandi, mis ühendab Boyle-Maryotte-Gay-Lussaci-Avogadro seadused:

$$pV_\mu n_\mu = n_\mu RT \quad \text{või } pV = n_\mu RT, \quad (27)$$

kus V – n_μ mooli gaasi maht absoluutsel temperatuuril T ja rõhul p ,
 R – universaalne gaasikonstant.

Graafiliselt on 1 kilomooli gaasi paisumistöö kujutatud joonisel 5 p - V koordinaatides ($p=\text{konst}$). Töö kujutab endast pindala koordinaatidega $V_1, 1, 2, V_2$.



Joonis 5. Gaasi (paisumis) töö graafiline kujutis.

Kasutame valemit:

$$L = p(V_2 - V_1). \quad (28)$$

Ideaalgaasi olekuvõrrandist saame

$$V_{\mu} = RT/p \quad \text{ja} \quad V_{\mu 2} = RT_2/p.$$

Asetades need võrrandisse (28) saame $L = R(T_2 - T_1)$, millest $R = L/(T_2 - T_1)$.

Selle võrrandiga määratletakse universaalse gaasikonstandi kui eritöö (paisumistöö) füüsikaline sisu.

2.5. Tuleohutuse võrrandid

Eelnimetatud seadustest tulenevaid võrrandeid saame kasutada tuletõrjealastes termodünaamilistes arvutustes. Näiteks on Boyle-Maryotte seadus rakendatav siis kui on vaja leida hingamisaparaadi hapnikuballooni jääkhapniku sisaldust. Kui hinnata tuleohtlikkust tule- ja plahvatusohtlikke gaase tootvas keemiatehases saab rakendada kõiki seadusi.

Ülesanne 1: Laos hoitakse gaasiballoone, milledes rõhk on $p_1 = 200 \cdot 10^5$ Pa, temperatuur on $t_1 = 17^\circ\text{C}$. Määrata millise temperatuurini võib tõusta keskkonna (laoruumi) temperatuur, millise temperatuurini võivad kuumeneda (näit. tulekahju korral) ballooned, kui nende kriitiline rõhk on $p_2 = 350 \cdot 10^5$ Pa?

Lahendus: Kasutades Charlesi võrrandit (17), määrame T_2 :

$$T_2 = (p_2 T_1) / p_1 = 350 (17 + 273) \cdot 10^5 / 200 \cdot 10^5 = 508 \text{ K},$$

$$T_2 = 508 - 273 = 235^\circ\text{C}.$$

Seega üle 235°C juures võivad ballooned mehaaniliselt lõhkeda.

Ülesanne 2: Põlemisgaaside maht ahjus on $V_1 = 4,5 \text{ m}^3$ ja temperatuur $t_1 = 1200^\circ\text{C}$. Määrata põlemisgaaside temperatuur korstnast väljumisel, kui on teada, et maht väljumisel on vähenenud 2,8 korda ($p = \text{konst}$).

Lahendus: Leiame kõigepealt põlemisgaaside mahu väljumisel

$$V_2 = V_1 / 2,8 = 4,5 / 2,8 = 1,6 \text{ m}^3.$$

Kasutades Gay-Lussaci seadust, leiame põlemisgaaside väljumistemperatuuri korstnas

$$T_2 = V_2 T_1 / V_1 = 1,6 (1200 + 273) / 4,5 = 524 \text{ K},$$

$$T_2 = 524 - 273 = 251^\circ\text{C}.$$

Ülesanne 3: Gaasi rõhk tehnoloogilises seadmes temperatuuril $T = 473 \text{ K}$ on $p_1 = 7 \text{ kGm/cm}^2 \approx 7 \cdot 10^5$ Pa. Milline on gaasi rõhk kui temperatuur tõuseb 565 K -ni?

Lahendus: kasutame Charlesi võrrandit ja leiame

$$p_2 = p_1 T_2 / T_1 = 7 \cdot 10^5 \cdot 565 / 473 = 7 \cdot 10^5 \cdot 1,2 = 8,4 \cdot 10^5 \text{ Pa},$$

$$p_2 = 0,84 \text{ MPa}.$$

Ülesanne 4: Määrata SI-süsteemis atsetüleen (C₂H₂), metaani (CH₄) ja süsinikmonoksiidi (CO) gaasikonstandi väärtused.

Lahendus:

$$\text{C}_2\text{H}_{2\mu} = 26 \quad R = 8314/\mu = 8314/26 = 319,8 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)},$$

$$\text{CO}_{\mu} = 28 \quad R = 8314/\mu = 8314/28 = 297 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)},$$

$$\text{CH}_{4\mu} = 16 \quad R = 8314/\mu = 8314/16 = 520 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}.$$

3. GAASISEGUD

3.1. Ideaalsete gaaside segud

Soojustehnikas puututakse sagedasti kokku mitmesuguste gaaside segudega (õhk, põlemisgaasid, gaaskütused jne). Töötava kehana ei kasutata termodünaamikas mitte ühte gaasi, vaid gaaside segu, mis pole keemiliselt omavahel seotud. Sellise segu näiteks on meid ümbritsev õhk. Kuiv atmosfääri õhk koosneb lämmastikust, hapnikust ja teistest gaasidest. Gaaside segud on ainete põlemisel tekkivad gaasid. Sellistes segudes on lämmastik N_2 , süsihappegaas CO_2 , väevlioksiidid SO_2 , SO_3 , veeaur H_2O , hapnik O_2 . Looduslikus gaasis on peale metaani CH_4 etaani C_2H_6 , propaani C_3H_8 , vesinikku H_2 . Õhuga segunedes võivad nad moodustada plahvatusohtlikke segusid. Seetõttu tuleohutusosalastes arvutustes peame kasutama gaasisegudele kehtivaid seadusi.

Oletame, et gaasisegu komponendid ei reageeri omavahel ning alluvad põhilistele gaasiseadustele. Iga üksik gaasikomponent käitub segus sõltumata teistest gaasi komponentidest. See võimaldab üksikute gaasikomponentide oleku iseloomustamiseks kasutada partsiaalrõhu (osarõhk) mõistet. Segus oleva gaasikomponendi partsiaalrõhuks nimetatakse rõhku, mida omaks antud gaasikomponent segu temperatuuril, kui ainult tema võtaks enda alla gaasisegu mahu. Üksikute gaasikomponentide partsiaalrõhkude summa on võrdne gaasisegu üldrõhuga. Viimast tuntakse Daltoni seadusena, mis matemaatiliselt väljendub järgmiselt:

$$p_s = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_n,$$

kus $p_1, p_2, p_3 \dots p_n$ – gaasisegu üksikkomponentide partsiaalrõhud.

Reaalsete gaaside puhul kehtib Daltoni seadus hästi temperatuuridel ja rõhkudel, mis ei ole lähedased kriitilistele väärtustele.

3.2. Gaasisegude iseloomustamine

Ideaalgasidete segu peab alluma võrranditele (20) ja (21), ent nende kasutamisel peame teadma gaasisegu gaasikonstanti R_s ja võrrandi (22) kasutamisel – segu näivat molaarmassi μ_s .

Mõlemad suurused R_s ja μ_s olenevad segu koostisest, st millised gaasid ja millises koguses on nad gaasisegus. Gaasisegu koostise iseloomustamiseks kasutatakse gaasikomponentide osamassi, osamahu ja moolosa mõiste.

Osamassi all mõeldakse komponendi massi suhet segu kogumassi.

$$\text{Massiosad on } g_1 = m_1/m_s; \quad g_2 = m_2/m_s \quad \dots \quad g_n = m_n/m_s \quad (29)$$

kus $g_1, g_2 \dots g_n$ – segu üksikgaaside massiosad,
 $m_1, m_2 \dots m_n$ – üksikgaaside massid,
 m_s – gaasisegu mass.

Kuna gaasisegu kogumass on võrdne üksikute gaasikomponentide masside summaga

$$m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n = m_s,$$

siis jagades seda avaldist m_s -ga, saame, et gaasisegus olevate gaasikomponentide osamasside summa on võrdne ühega:

$$m_1/m_s + m_2/m_s + \dots + m_n/m_s = 1.$$

Iga murd võrrandi vasakul pool kujutab endast gaasi komponendi massiosa gaasisegus, järelikult

$g_1 + g_2 + \dots g_n = 1$, st segu moodustavate komponentide summa on võrdne ühega. Kui osamasside arvvaartusi korrutada 100-ga, saame segu massiprotsendilise koostise.

Osamaht. Teame, et gaasil ei ole oma mahtu, gaasi mahu all mõistetakse selle anuma mahtu, milles gaas asub. Gaasikomponendi osamahu määramisel kasutatakse gaasikomponendi taandatud mahu mõistet, s.o gaasikomponendi maht segu temperatuuril ja rõhul. Taandatud mahtude leidmisel kasutatakse mistahes gaasi olekuvõrrandit. Oletame, et komponent võtab enda alla kogu segu ruumala V_s , omades partsiaalrõhku p_1 :

$$p_1 V_s = G_1 R_1 T.$$

Antud komponent on viidud taandatud olekusse, kus tema rõhk on võrdne segu rõhuga p_s , millele vastab taandatud gaasikomponendi maht V_1 .

Sellisel puhul saame

$$p_s V_1 = G_1 R_1 T.$$

Eeltoodud võrrandite paremad pooled on võrdsed, järelikult

$$p_1 V_s = p_s V_1,$$

millest

$$V_1 = V_s (p_1 / p_s).$$

Kuna gaasikomponentide taandatud mahtude summa on võrdne segu kogumahuga, siis

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = V_s (p_1/p_s) + V_s (p_2/p_s) + \dots + V_s (p_n/p_s) = V_s (p_1 + p_2 + \dots + p_n) / p_s = V_s \quad (30)$$

Kuna gaasisegu iga komponendi osamahuks (r) nimetatakse komponentide taandatud või partsiaalmahtude suhet segu kogumahtu, siis

$$r_1 = V_1/V_s; \quad r_2 = V_2/V_s; \quad \dots \quad r_n = V_n/V_s \quad (31)$$

Jagades võrrandi (30) liikmete kaupa segu mahuga V_s , saame

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1.$$

Osamahud nagu osamassidki antakse protsentides.

Moolosad

Tähistame segu gaasikomponentide kilomoolused osad järgnevalt:

$$n_{\mu 1}, n_{\mu 2} \dots n_{\mu n} \text{ ja } n_{\mu s} \text{ on segu kilomoolide arv.}$$

Loomulikult on segukilomoolide arv võrdne segu komponentide kilomoolide arvuga:

$$n_{\mu 1} + n_{\mu 2} + \dots + n_{\mu n} = n_{\mu s}$$

Siinjuures $n_{\mu s}$ all mõtleme mingisuguse homogeense gaasi moolide arvu, mille molaarmass on võrdne segu keskmise molaarmassiga μ_s .

Jagades võrrandi kõiki liikmeid $n_{\mu s}$ -ga saame:

$$n_{\mu 1} / n_{\mu s} + n_{\mu 2} / n_{\mu s} + \dots + n_{\mu n} / n_{\mu s} = 1.$$

Gaasi moolide arvu suhet segu moolide arvesse nimetatakse moolosaks.

Gaasisegu komponentide masse saab väljendada järgnevalt:

$$m_1 = \mu_1 \cdot n_{\mu 1}; \quad m_2 = \mu_2 \cdot n_{\mu 2} \dots m_n = \mu_n \cdot n_{\mu n},$$

kus $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n$ on segu komponentide kilomooli mass (molaarmass).

Analoogia põhjal võib gaasisegu massi m_s esitada kui segu keskmise molaarmassi ja segu kilomoolide arvu korrutist:

$$m_s = \mu_{\text{ksk}} \cdot n_{\mu s},$$

kus m_s – gaasisegu mass,

$$\mu_{\text{ksk}} \text{ – gaasisegu keskmine molaarmass.}$$

Kuna komponentide taandatud mahtudel on samad temperatuurid ja rõhud, siis ka komponentide kilomoolide mahud on ühesugused. Seetõttu saame komponentide taandatud mahtusid ja segu mahtu väljendada selliselt:

$$V_i = V_{\mu} n_{\mu i} \text{ ja } V_s = V_{\mu} n_{\mu s},$$

kus V_i – gaaside taandatud mahud,

$$V_{\mu} \text{ – mistahes gaasi- ja segu kilomooli maht rõhul } p \text{ ja temperatuuril } T,$$

$$n_{\mu i} \text{ – gaasi kilomoolide arv,}$$

$$n_{\mu s} \text{ – gaasisegu kilomoolide arv.}$$

Eeltoodud võrrandist leiame V_{μ} :

$$V_{\mu} = V_i/n_{\mu i} \text{ ja } V_{\mu} = V_s/n_{\mu s}.$$

Kuna võrrandite vasakud pooled on võrdsed, siis

$$V_i/n_{\mu i} = V_s/n_{\mu s} \text{ või } n_{\mu i}/n_{\mu s} = V_i/V_s = r_i \quad (32)$$

Sellest võrrandist (32) järeldub, et gaasisegu koostisse kuuluvate gaasikomponentide mool- ja mahuosadel on samad arvvaartused.

3.3. Gaasisegu keskmine molaarmass, tihedus ja maht

Gaasisegu keskmine ehk näiv molaarmass on:

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = m_s$$

aga, et $\mu_1 n_{\mu 1} = m_1$; $\mu_2 n_{\mu 2} = m_2$... $\mu_n n_{\mu n} = m_n$, siis

$$m_s = \mu_{\text{ksk}} n_{\mu s}.$$

Asetades $m_1, m_2 \dots m_n, m_c$ eelnevasse võrrandisse, saame

$$\mu_1 n_{\mu 1} + \mu_2 n_{\mu 2} + \dots + \mu_n n_{\mu n} = \mu_{\text{ksk}} n_{\mu s}.$$

Jagame selle võrrandi iga liikme $n_{\mu s}$ -ga

$$\mu_1 n_{\mu 1} / n_{\mu s} + \mu_2 n_{\mu 2} / n_{\mu s} + \dots + \mu_n n_{\mu n} / n_{\mu s} = \mu_{\text{ksk}} \quad (a)$$

aga

$$\begin{aligned} n_{\mu 1} / n_{\mu s} &= V_1/V_s = r_1; & n_{\mu 2} / n_{\mu s} &= V_2/V_s = r_2; \\ n_{\mu n} / n_{\mu s} &= V_n/V_s = r_n \end{aligned} \quad (b)$$

Asetades (a)-sse (b)-s toodud molaarosad, saame

$$\mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \dots + \mu_n r_n = \mu_{\text{ksk}}$$

ehk
$$\mu_{\text{ksk}} = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i.$$

Seega on gaasisegu keskmine molaarmass võrdne komponentide molaarmassi ja osamahu korrutiste summaga. Tuletõrjealaste praktiliste ülesannete lahendamisel, kus on vaja hinnata keskkonda tootmishoones või tehnoloogilises seadmes, tuleb kasutada gaasisegu tiheduse ja mahu väärtusi. Gaasisegu tihedust saame määrata järgmisest valemist:

$$Q_s = (m_1 Q_1 + m_2 Q_2 + \dots + m_n Q_n)/m_s,$$

kus $Q_1, Q_2 \dots Q_n$ on gaasisegu komponentide tihedused.

Kui on teada tihedused ja molaarmassid, siis

$$Q_s = r_1 Q_1 + r_2 Q_2 + \dots + r_n Q_n.$$

Gaasisegu maht määratletakse kui komponentide mahtude summa.

Kui on teada massiosad (lihtsuse mõttes võetakse 1 kg segu), siis komponentide mahud on:

$$g_1/Q_1; \quad g_2/Q_2; \quad \dots \quad g_n/Q_n$$

ja

$$V_s = g_1/Q_1 + g_2/Q_2 + \dots + g_n/Q_n. \quad (33)$$

3.4. Gaasisegu suhteline mahuline koostis

Kui me teame gaasisegu koostist massiosade kaudu, siis lähtudes:

$$g = m/m_s, \quad m = \mu n_{\mu} \text{ ja } m_s = \mu_{\text{ksk}} n_{\mu s}$$

siis asendades saame:

$$g = \mu n_{\mu} / (\mu_{\text{ksk}} n_{\mu s}).$$

Kuna $n_i/n_{i_s} = V_i/V_s = r$, saame $g = \mu r/\mu_{\text{ksk}}$ või $r = g \mu_{\text{ksk}}/\mu$.

Kasutades võrrandit (33) leiame, et gaasisegu komponendi osamaht on võrdne

$$r_1 = V_i/V_s = (g_i/p_i) / (g_1/Q_1 + g_2/Q_2 + \dots + g_n/Q_n).$$

Põlevsegud õhuga võivad teatud kontsentratsioonides süüteallika olemasolul süttida ja põleda plahvatuskiirusel. Seetõttu ongi oluliselt tähtis teada gaasisegude kohta rakendatavaid seadusi ja võrrandeid.

Näide: Laboratoorne analüüs näitas ühe tootmishoone õhus 4% atsetüleenit (0,04 massiosat) ja 96% õhu kontsentratsiooni. On vaja selgitada, kas selline segu võib süttida, kui on teada, et atsetüleenit mahuosade vahemikus 2 kuni 81 (%) korral on süttimisoht olemas.

Lahendus: Kasutame mahu- ja massiosade vahelist suhet ja atsetüleenit molaarmassiks on

$$\mu_{\text{C}_2\text{H}_2} = 26, \text{ õhul } \mu_{\text{õhk}} = 29.$$

Saame

$$r_{\text{C}_2\text{H}_2} = \frac{m_{\text{C}_2\text{H}_2} / \mu_{\text{C}_2\text{H}_2}}{m_{\text{C}_2\text{H}_2} / \mu_{\text{C}_2\text{H}_2} + m_{\text{õhk}} / \mu_{\text{õhk}}} = \frac{0,04 / 26}{0,04 / 26 + 0,96 / 29} = 0,045 \text{ (4,5\%)}.$$

Kuna $81 > 4,5 > 2$, siis järeldub, et süüteallika olemasolul on plahvatusoht olemas.

4. GAASIDE JA GAASISEGUDE ERISOOJUSED

4.1. Soojushulga ja erisoojuste mõiste

Gaasi kuumutamisel tihedalt suletud anumasse tema temperatuur tõuseb. Temperatuur on keha siseenergiat iseloomustav parameeter. Keha siseenergiaks nimetatakse kõigi tema osakeste (molekulide, aatomite jt) kineetilise ja potentsiaalse energia summat. Keha täielikku siseenergiat on võimatu määrata. Ainult ideaalgaasi puhul on võimalik arvutada siseenergiat ühe kilomooli kohta, kasutades molekulaar-kineetilise teooria põhivõrrandit

$$U = (iRT) / 2 \tag{34}$$

kus i – gaasi molekulide vabadusastmete arv,

R – universaalne gaasikonstant,

T – termodünaamiline temperatuur

Vabadusastmete arv näitab sõltumatute koordinaatide arvu, mis on vajalik keha (molekuli) asukoha määramiseks ruumis. Materiaalse punkti liikumisel etteantud trajektoril (joonel) määratletakse ta ühe koordinaadiga ($i=1$), tasapinnal liikudes – kahe koordinaadiga ($i=2$), ruumis liikudes kolme ($i=3$).

Seepärast on üheaatomilised heeliumi (He), argooni (Ar) ja neoni (Ne) molekulid määratletud kolme vabadusastmega ($i=3$) kaheaatomilised vesiniku (H_2), hapniku (O_2) molekulidel jt on $i=5$, molekulidel, mis koosnevad kolmest ja enamast aatomist on $i=6$.

Molekulaarfüüsikas kehtib kineetilise energia võrdse jaotumise seadus vabadusastmete järgi, järelikult, mida suurem on molekuli vabadusastmete arv, seda suuremat siseenergiat omab kilomool gaasi püsival temperatuuril.

Gaasi siseenergia on võrdeline absoluutse temperatuuriga. Keha saab kuumutada kas mehaanilise või temperatuurilise toimega. Mehaanilisel toimel, näiteks gaasi kokkusurumisel, mõõdetakse toime suurust tehtud tööga. Temperatuuri toimel, näiteks kontaktis kõrgema temperatuuriga kehaga on toime suuruse mõõduks soojushulk (Q).

Seda terminit on mugav kasutada energia ülekandeprotsesside kirjeldamisel. Seega on keha temperatuuri tõstmiseks vajalik talle anda teatud kogus soojust (Q) või teha tööd tema kokkusurumiseks. Keha temperatuuri tõus annab tunnistust tema siseenergia suurenemise kohta, mis nähtub ka ideaalgaasi võrrandist (34).

Soojus ja töö energia ülekande vormid

Energia jäävuse seaduse kohaselt on soojushulk Q , mille saab keha, võrdne tema siseenergia suurenemisega ΔU juhul, kui ei tehta tööd. See on kehtiv ideaalgaasi puhul. Olgu meil tihedalt suletud anum m kilogrammi ideaalgaasi temperatuuriga T_1 . Ühe kilomooli gaasi mass on võrdne μ , molekulide vabadusastmete arv i . Gaasi siseenergia on leitav valem (34) järgi:

$$U_1 = miRT_1 / (2 \mu), \quad (35)$$

kus m/μ – gaasi kilomoolide arv.

Saanud soojushulga Q , tõusis gaasi temperatuur T_2 -ni ja siseenergia avaldub järgmiselt:

$$U_2 = miRT_2 / (2 \mu). \quad (36)$$

Suurenenud gaasi siseenergiat $\Delta U = U_2 - U_1$ saame leida valemid (35) ja (36) kasutades:

$$\Delta U = miR (T_2 - T_1) / (2 \mu). \quad (37)$$

Kuna gaas ei teinud tööd (ei paisunud soojenemisel), siis $\Delta U = Q$ ja valem (37) saame kirjutada selliselt:

$$Q = miR \Delta T / (2 \mu),$$

kus $iR/(2 \mu) = c$, mis on antud gaasi jaoks konstantne (jääv) suurus.

Lõplik kuju sellel võrrandil on

$$Q = mc \Delta T. \quad (38)$$

Seda valem (38) saab kasutada gaasilise aine, tahke aine ja vedeliku (aurustumist ei toimu) kuumutamisel antava soojushulga arvutamiseks, kui on teada nende c väärtus. Tahkete ainete ja vedeliku puhul on valem (38) saadud katseliselt, sest soojushulka Q , keha massi m ja temperatuuri muutust ΔT saab vahetult mõõta. Koefitsienti c , mis iseloomustab aine massiühiku soojuslikke omadusi keha kuumutamisel või jahutamisel, nimetatakse erisoojuseks ning ta arvutatakse valemist (38)

$$c = Q / (m \Delta T). \quad (39)$$

Aine erisoojuseks nimetatakse soojushulka, mida on vaja anda massiühiku kuumutamisel temperatuuri tõstmiseks ühe kraadi võrra.

SI-süsteemis mõõdetakse soojust džaulides (J), temperatuuri Kelvini skaala järgi (K). Soojustehnikas on säilinud ka mittesüsteemne soojushulga ühik kalor (kal) ja kilokalor (kkal). Seega erisoojuse ühikuks SI-süsteemis on $J/kg \cdot K$, kasutusel vahel ka $kkal/kg \cdot K$ ja $kal/g \cdot ^\circ C$

$$1 \text{ kal} = 4,187 \text{ J}.$$

Tahkete ainete ja vedelike erisoojus alati positiivne, see tähendab, et soojuse andmisega kaasneb alati temperatuuritõus.

Gaasi erisoojus oleneb soojusvahetusest keskkonnaga. Gaas soojenedes võib paisuda ja teha tööd, st võib vahetada ümbritseva keskkonnaga soojust ja tööd. Gaasi poolt saadav soojushulk võib olla erinev erinevatel soojusvahetusprotsessidel ja ei olene gaasi alg- ja lõppparameetritest.

Järelikult, gaasi erisoojus oleneb mitte ainult tema omadustest vaid ka soojusvahetuse iseloomust. Gaaside juures leiavad rakendamist erisoojused püsival mahul ja püsival rõhul. Sõltuvana valitud mõõtühikutest, leiavad kasutust kolme liiki erisoojused:

- 1) massierisoojus – c $J/kg \cdot K$, antuna 1 kg gaasi kohta;
- 2) mahterisoojus – c' $J/m^3 \cdot K$, antuna 1 m^3 gaasi kohta;
- 3) moolierisoojus – C $J/mol \cdot K$, antuna 1 mooli gaasi kohta.

Mahterisoojus antakse alati gaasikoguse (massi) kohta, mida sisaldab 1 m^3 gaasi normaaltingimustel ($0^\circ C$ ja 760 mmHg). Sellist gaasi kogust nimetatakse normaalkuupmeetriks.

Esitatud erisoojuste vahel kehtivad järgmised seosed:

$$c = C/\mu = c'/\rho_0 \text{ J/kg} \cdot K, \quad c' = C/22,4 = \rho_0 c \text{ J/m}^3 \cdot K, \quad C = \mu c = 22,4 c' \text{ J/mol} \cdot K,$$

kus ρ_0 – gaasi tihedus normaaltingimustel,

μ – gaasi moolmass.

4.2. Gaaside erisoojused

Gaas erineb oma füüsikaliste omaduste poolest tunduvalt vedelikest ja tahketest ainetest. Välisrõhu muutmisel on gaas kergesti kokkusurutav ning paisuv, täites ühtlaselt temale antud ruumala. Need gaasi omadused mõjutavad tema erisoojust, mistõttu gaaside puhul arvestatakse ühte kolmest erisoojusest: massiühikule (massi erisoojus), (kilo)moolile (moolerisoojus) ja mahuühikule (mahterisoojus).

Massierisoojuseks (c) nimetatakse soojushulka, mis on vajalik 1 kg gaasimassi soojendamiseks 1 K võrra. Kui valemis (39) massi m puhul kasutada kilogrammi asemel kilomooli, siis saamegi erisoojuse kilomooli kohta (tähis C). Ühikuks SI-süsteemis on $J/(kmol \cdot K)$; süsteemiväliselt on kasutusel ka $kcal/(kmol \cdot K)$ ja $kal/(mol \cdot ^\circ C)$. Kilomoole on otstarbekas kasutada gaasiliste protsesside arvutustel, kuna universaalne gaasikonstant R , mis on vastavates valemites, väljendab ühe kilomooli gaasi tööd soojendamisel 1 K võrra jääval rõhul. Mahuühiku kasutamisel on ühikuteks (erisoojuse tähiseks siis c') $J/m^3 \cdot K$, $kcal/(m^3 \cdot K)$, $kal/(cm^3 \cdot K)$. Erisoojust mahuühiku kohta pole kõige otstarbekam kasutada, kuna gaas soojenedes või rõhu vähenedes paisub ja gaasi ruumalaühikul on siis erinevad massid; järelikult erisoojus mahuühikule oleneb temperatuurist ja rõhust. Tabelites antakse erisoojuse väärtused mahuühiku kohta normaaltingimustel, so temperatuuril 273 K ja rõhul $1,01 \cdot 10^5 Pa$.

Nende erisoojuste (c , C ja c') omavahelised seosed on järgmised, kui arvestada, et 1 m^3 -s normaaltingimustel on gaasisisaldus q_0 ja 1 kg gaasil on normaaltingimustel maht v_0 :

$$c' = c q_0 = c/v_0 \quad (40)$$

$$c = c/q_0 = c' v_0.$$

1 kilomooli gaasi mass on μ kg ja maht normaaltingimustel on 22,4 m^3 , seega:

$$C = c\mu; \quad c = C/\mu; \quad c' = C/22,4. \quad (41)$$

4.3. Gaasi erisoojus jääval ruumalal ja rõhul

Gaasi erisoojust arvutatakse tavaliselt kahe ideaalse protsessi puhul jääval ruumalal ja rõhul.

Gaasi erisoojus jääval ruumalal ehk isohoorne erisoojus

Olgu meil kinnises balloonis gaas massiga 1 kilomool. Gaasi maht jääb konstantseks ($V = \text{const}$), st gaas ei saa paisumisel tööd teha. Gaasi kuumutamisega kaasneb ainult tema siseenergia suurenemine, mis väljendub temperatuuri tõusuga T_1 -lt T_2 -ni.

Kogu 1 kilomoolile gaasile antud soojuse saab määrata erisoojuse kaudu, arvestatuna jääval mahul (C_v) ja temperatuuride vahel:

$$\Delta q_v = C_v (T_2 - T_1) = C_v (\Delta T). \quad (42)$$

Indeks v erisoojuse tähise C juures viitab sellele, et antud suurused on mõõdetud protsessil jääval ruumalal. Võrrandist (42) saame:

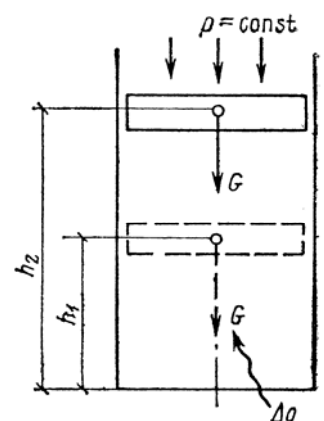
$$C_v = \Delta q_v / \Delta T. \quad (43)$$

Gaasi erisoojus arvestatuna kilomoolile jääval ruumalal leitakse sellel protsessil kulutatud soojushulga suhtega temperatuuride vahesse protsessi alguses ja lõpus.

Gaasi erisoojus jääval rõhul ehk isobaarne erisoojus

Selleks, et gaasi rõhk kuumutamisel ei muutuks on vaja talle anda võimalus paisumiseks. Sellise protsessi saame läbi viia kolviga varustatud silindris (joonis 6)

Olgu kolvi aluse gaasi mass 1 kilomool. Kolvi kaal ja välisrõhk jäävad muutumatuks, mistõttu võime arvestada, et rõhk silindri all on jääv ($p = \text{const}$). Gaasile antud soojushulk Δq_p kulus temperatuuri tõusuks ja paisumisel tehtavaks tööks.



Joonis 6. Gaasi paisumise skeem.

Gaasi erisoojus arvestatuna kilomoolile jääval rõhul leitakse sellel protsessil kulutatud soojushulga suhtega temperatuuride vahesse protsessi alguses ja lõpus.

$$C_p = \Delta q_p / \Delta T \quad (44)$$

Tuginedes energia jäävuse seadusele gaasi kuumutamisel jääval rõhul, saame välja tuua seose C_p ja C_v vahel. Kui 1 kmooli gaasi kuumutati konstantsel rõhul ($p = \text{const}$) ja tema temperatuur tõusis T_1 -lt T_2 -ni, siis antud soojushulk kulus siseenergia suurenemisele $\Delta U = C_v \Delta T$ ja paisumistööle $\Delta L = p \Delta v$.

$$\Delta q_p = C_v \Delta T + p \Delta v \quad (45)$$

Asendades töö võrrandis gaasi parameetrid Clapeyroni võrrandi $p v = RT$ (20) alusel ja väljendades soojushulga Δq_p võrrandist (44) saame:

$$C_p \Delta T = C_v \Delta T + R \Delta T, \text{ koondamise järel } \Delta T \text{ saame:}$$

$$C_p = C_v + R; \quad C_p - C_v = R. \quad (46)$$

Seda valemit (46) nimetatakse Mayeri võrrandiks (Julius Robert von Mayer, saksa arst ja füüsik), mis annab seose kilomoolile arvestatud erisoojuste vahel ja näitab, et:

erisoojus (kilomoolile) jääval rõhul on suurem erisoojustest (kilomoolile) jääval ruumala universaalse gaasikonstandi võrra.

Praktikas ei kasutata mitte ainult Mayeri võrrandit, vaid ka erisoojuste suhet $C_p / C_v = K$, mida nimetatakse adiabaadi astendajaks. Kuna erisoojused C_p ja C_v on sõltuvad temperatuurist, siis järelikult on ka K temperatuuri funktsioon.

Gaaside molekulaar-kineetilise teooria põhjal ja ka katseliselt on võimalik täpselt määrata erinevate gaaside erisoojuste suhet: üheaatomilistel gaasidel (He, Ar, Ne) $K = 1,67$; kaheaatomilistel (H_2 , O_2 , N_2 jt) $K = 1,4$; kolmeaatomilistel gaasidel (veeaur jt) $K = 1,33$.

4.4. Tõeline ja keskmine erisoojus

Väikeste temperatuurimuutuste puhul võime gaasi erisoojuse lugeda jäävaks (konstantseks) ja arvutustel võime kasutada kõiki eeltoodud võrrandeid. Suurte temperatuurimuutuste korral aga ei või gaasi erisoojust konstantseks lugeda, kuna ta suureneb temperatuuri tõusuga. Tõelist erisoojust (massiühikule, kilomoolile mahuühikule) antud temperatuuril T määratakse järgnevalt:

$$c = dq / dT. \quad (47)$$

Tõeliseks erisoojuseks nimetatakse lõpmatult väikese soojushulga suhet lõpmatult väikesesse temperatuurimuutusesse.

Mistahes protsessi soojushulka määratakse tõelise erisoojuse integreerimisel.

Keskmiseks erisoojuseks nimetatakse termodünaamilise protsessi kogu soojushulga suhet temperatuurimuutusesse.

$$C_{\text{ksk}} \Big|_{T_1}^{T_2} = q \quad (T_2 - T_1) \quad (48)$$

Keskmine erisoojus ei ole määratletud mingil temperatuuril, vaid ta määratletakse temperatuuride vahe (intervalli) suhtes T_1 -st T_2 -ni ja sümboolselt tähistatakse $C_{\text{ksk}} \Big|_{T_1}^{T_2}$.

Sellisel viisil saame leida mistahes erisoojust (massiühikule, kilomoolile, mahuühikule). Soojushulk leitakse keskmist erisoojust kasutades järgmiselt:

$$q = C_{\text{ksk}} \Big|_{T_1}^{T_2} (T_2 - T_1). \quad (49)$$

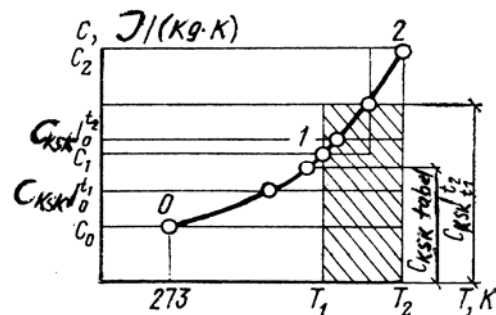
Gaaside keskmised erisoojused mistahes temperatuurivahmikus C_p ja C_v arvutatakse tabelite (soojusmahtuvus kilomoolile) vahendusel võrrandite (43) ja (44) põhjal.

Valemis (49) toodud temperatuurid võivad olla ka Celsiuse skaala järgi, sest

$$T_2 - T_1 = t_2 - t_1.$$

Tõelise erisoojuse sõltuvust temperatuurist kujutab joonisel 7 kõver 0-1-2. Gaasi kuumutamisel T_1 -lt T_2 -ni saadud soojushulk, vastavalt võrrandile (49) on kujutletav pindalana T_1 -1-2- T_2 (joonis 8). Teisalt on see pindalade 273-0-2- T_2 ja 273-0-1- T_1 vahe. Graafikult näeme, et keskmine erisoojus $T_2 - T_1$ on alati suurem

kui tabelites toodud keskmine soojusmahtuvus, mille saame interpoleerides 273 K ja intervalli piiri vahemikus.



Joonis 7. Tõelise erisoojuse sõltuvus temperatuurist.

4.5. Gaasisegu erisoojus

Gaasisegu erisoojuse leidmiseks peame teadma tema koostist ja iga tema koostisosa erisoojust. Erinevate gaaside erisoojused on leitavad käsiraamatute tabelitest ja arvutatavad valemite (40) ja (41) vahendusel. Segu koostist väljendatakse massi või mahuosadena, olenevalt millist erisoojust tahetak leida. Gaasisegu erisoojuse valemid saadakse soojusbilansi võrrandist, arvestades, et segu kuumutamiseks vajalik kogu soojus on summa gaasisegu üksikosadele kulunud soojushulkadest.

$$Q_{\text{segu}} = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n$$

$$c_{\text{segu}} = c_1 m_1 / m_{\text{segu}} + c_2 \cdot m_2 / m_{\text{segu}} + \dots + c_n m_n / m_{\text{segu}}$$

$$c_{\text{segu}} = c_1 g_1 + c_2 g_2 + \dots + c_n g_n$$

kus $g_1 = m_1 / m_{\text{segu}}$... $g_n = m_n / m_{\text{segu}}$ segu koostisosade massiosad.

Gaasisegu massisoojus on võrdne koostisosade massi erisoojuste ja massiosa korrutise summaga.

$$c_{\text{segu}} = \sum_{i=1}^n c_i g_i, \quad (50)$$

kus c_i – i-nda koostisosa massierisoojus.

Segu mahterisoojus on võrdne koostisosade mahterisoojuste ja mahuosa korrutise summaga

$$c'_{\text{segu}} = \sum_{i=1}^n c'_i \cdot r_i, \quad (51)$$

kus $r_i = v_i / v_s$ – segu i-nda koostisosa mahuosa,

c'_i – i-nda koostisosa mahterisoojus normaaltingimustel.

Segu kilomoolile arvestatud erisoojuse leidmisel arvestatakse segu koostisosade sellekohast osalust.

Segu erisoojus (kilomoolile) on võrdne koostisosade erisoojuste (kilomoolile) ja mahuosa korrutisega.

$$C_{\text{segu}} = \sum_{i=1}^n C_i r_i,$$

kus C_{segu} – koostisosa erisoojus (kilomoolile).

4.6. Gaasi kuumutamiseks vajaliku soojushulga määramine

Gaasi kuumutamiseks vajalik soojushulk on gaasi massist, soojusmahtuvusest ja tingimustest, millistel toimub kuumutamine. Kui temperatuuri muutus $\Delta T = T_2 - T_1$, on selline, et gaasi erisoojust võime võtta konstantsena, siis soojushulga arvutamisel peame arvestama võimaliku paisumisel tehtava tööga (mahu muutus kuumutamisel). Jääval ruumalal gaasi kuumutamiseks vajalik soojushulk leitakse valemi (42) abil, arvestatuna gaasi kilomoolile:

$$Q_v = m C_v (T_2 - T_1) / \mu, \quad (53)$$

kus m/μ – gaasi kilomoolide arv,

C_v – gaasi erisoojus kilomoolile jääval ruumalal, võetakse tabelist.

Kui gaasi kuumutamine toimub jääval rõhul, siis soojushulga leidmisel kasutatakse valemit (45), samuti arvestatuna gaasi kilomoolile:

$$Q_p = m(C_v + R)(T_2 - T_1) / \mu, \quad (54)$$

kus $C_v + R = C_p$ – gaasi erisoojus (kilomoolile) jääval rõhul.

Gaasisegu kuumutamisel leitakse soojushulk, olenevalt protsessist ($V=\text{konst}$ või $p=\text{konst}$) valemite (53) ja (54) abil, eelnevalt leides järgmised suurused:

1) gaasisegu mass kui koostisosade masside summa

$$m_{\text{segu}} = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i$$

2) gaasisegu ühe kilomooli mass μ_{segu} valemiga

$$\mu_{\text{segu}} = m_1 \cdot r_1 + m_2 \cdot r_2 + \dots + m_n \cdot r_n = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i,$$

kus μ_i – on i -nda segukomponendi mass,
 r_i – tema mahuosa või kilomoolne osa.

3) gaasisegu erisoojus (kilomoolile) jääval ruumalal valemi (52) järgi:

$$C_{v\text{segu}} = \sum_{i=1}^n C_i r_i,$$

kus C_i – i -nda komponendi erisoojus (kilomoolile).

Jääval mahul gaasisegu kuumutamisel antav soojushulk on leitav võrrandi (53) alusel:

$$Q_{v\text{segu}} = m_{\text{segu}} \cdot C_{v\text{segu}} (T_2 - T_1) / \mu_{\text{segu}} \quad (55)$$

4.7. Tuleohutuse alased ülesanded

Enamikel juhtudel alustatakse ülesannete lahendamist keskmise soojushulga leidmisega, mis on vajalik tahke aine, gaasi, gaasisegu või vedeliku kuumutamiseks või jahutamiseks. Olenevalt sellest, mida millistel tingimustel kuumutatakse, kasutatakse valemeid (38), (53), (54), (55). Erisoojused leitakse tabelist. Siinjuures, olenevalt mõõtmise ühikutest, täpsustatakse millised erisoojused tabelis on. Vajadusel võib tabelis toodud tulemusi ümber arvutada, kasutades valemeid (40) ja (41). Kui on vaja arvestada erisoojuse olenevust temperatuurist, siis toimime selliselt nagu kirjeldatud eelnevalt punktis 4.4.

Eeltoodud valemeid saab kasutada ka aine hulga (massi – m) leidmisel, mis on vajalik kuuma keha jahutamiseks. Sellisel puhul peab soojushulk olema antud või arvatav põlemissoojuste abil ning võrrandite paremale poolele tuleb lisada suurused, mis arvestavad aurustumisele ja auru ülekuumenemisele minevat soojushulka.

5. TERMODÜNAAMILISED PROTSESSID

5.1. Termodünaamilised protsessid termodünaamilises süsteemis

Termodünaamiliseks protsessiks nimetatakse keha, kehade kogumit või materiaalse keskkonna osa, mis on uurimiseks eraldatud termodünaamiliste meetoditega. Kõik ülejäänud kehad või keskkonna osad moodustavad “ümbritseva keskkonna”. Näiteks balloonis olev gaas on uurimisobjektina termodünaamiline süsteem ja balloon ning teda ümbritsev õhk moodustavad “ümbritseva keskkonna”.

Isoleeritud süsteem on selline, millel pole energiavahetust keskkonnaga. Isoleeritud süsteemi uurides jätame arvestamata muutusi keskkonnas. Isoleeritud süsteem püsib muutumatuna teatud olekus seni, kuni ei mõju talle keskkond. Kui süsteem ei ole isoleeritud, siis toimub energiavahetus keskkonnaga ning süsteemi olek muutub.

Tasakaalu olek on selline, kui temperatuur ja rõhk on termodünaamilise süsteemi mistahes punktis samasugused. Siinjuures ei toimu süsteemi osakeste vahel mingit energiavahetust, parameetrid püsivad kindlatel väärtustel.

Olekuvõrrand ($pV = mRT/\mu$) kehtib ainult tasakaaluoleku puhul ja ainult tasakaalu olekut võib graafikul kujutada punktina.

Süsteem jääb tasakaaluolekusse seni, kuni algab energiavahetus keskkonnaga ja seda juhul kui tekib temperatuuri ning rõhu erinevus süsteemi ja keskkonna vahel ning süsteemi piirpind võimaldab soojusvahetust või töö tegemist. Sellisel juhul muutub süsteem mitteisoleerituks.

Termodünaamiliseks protsessiks nimetatakse termodünaamilise süsteemi oleku muutust, mis toimub energiavahetuse kujul soojusena või tehtud tööna. Igat protsessi võib vaadelda kui süsteemi olekute järjestikulist rida. Protsess on tasakaalus kui ta koosneb tasakaaluolekute järjestikulisest reast. *Ainult tasakaalu protsessi võib graafikul kujutada joonena.* Tasakaalu protsessid kulgevad lõpmata aeglaselt lõpmata väikese temperatuuri- ja rõhumuutuse toimel. Nad on ideaalprotsessid ja pöörduvad protsessid. *Pöörduv protsess on selline, kus süsteem pöördub muutusteta tagasi esialgsesse olekusse (ei esine energia kadu).*

Reaalsed protsessid looduses on tasakaalustamata ja pöördumatud, nad toimuvad suurte temperatuuri ja rõhu vahe toimel. Tasakaalustamata protsessil on igal ajahetkel süsteemi erinevates kohtades parameetrid erinevad, mistõttu ei tohi tasakaalustamata olekut graafikul kujutada ühe punktina vaid teda võib kujutada mingi alana, mille piire on raske määratleda.

Tasakaalustamata (pöördumatute) protsesside iseärasusi vaadeldakse termodünaamika teise seaduse juures.

Mistahes termodünaamilises tasakaalu protsessil muutuvad kõik süsteemi parameetrid: mass, maht, rõhk ja temperatuur.

Protsessi võrrand kujutab endast antud protsessi parameetrite matemaatilist seost. Raske on protsessi võrrandit kirjutada kui muutuvad kõik parameetrid (m, p, V, T jt), seetõttu on lihtsam vaadelda protsesse, kus teatud parameetrid on konstantsed.

Selliseid protsesse, kus mõni parameeter on konstantne nimetatakse isoprotsessideks (kreeka keeles isos – võrdne).

5.2. Siseenergia ja termodünaamilise süsteemi töö

Energia on füüsikaline suurus, mis oleneb süsteemi olekust (oleku funktsioon), energia muutus on alati seotud tehtud tööga või soojuse ülekandega. Energia on materiaa kõikide liikumisvormide kvantitatiivseks mõõduks. Eristatakse süsteemi sise- ja välisenergiat.

Siseenergia koosneb kogu süsteemi liikumise kineetilise energiast ümbritseva keskkonna kehade suhtes ja potentsiaalsest energiast, mis on tingitud süsteemi asendist jõuväljas, näiteks raskusjõu väljas.

Kineetilist energiat arvestatakse termodünaamikas gaasi või vedeliku voolamisel, potentsiaalset energiat tavaliselt ei arvestata, kuna termodünaamika ei uuri süsteemi jõuväljas.

Termodünaamilise süsteemi siseenergia on kõikide süsteemi moodustavate mikroosakeste kineetilise energia summa. Siseenergia koosneb molekulide kulgliikumise, pöördliikumise ja võnkliikumise kineetilisest energiast, molekulidevahelisest toimeenergiast, elektronide liikumisenergiast ja vastastikusest toimeenergiast aatomi tuumaga, tuuma nukleonide energiast ja nende omavahelisest toimeenergiast jne. Termodünaamika ei vaatle siseenergiat kogu tema keerukuses ega arvuta täielikku siseenergia hulka, ta arvestab üksnes asjaoluga, et siseenergia on süsteemi oleku funktsioon. Süsteemi oleku muutusega kaasneb ka tema energia muutus, seega võime süsteemi siseenergiat vaadelda kui ühte süsteemi oleku funktsiooni teiste parameetrite (m, p, V, T) kõrval. Süsteemi siseenergia muutus on tähtsaks termodünaamilist protsessi iseloomustavaks suuruseks, ta ei olene termodünaamilise protsessi iseloomust vaid määratletakse lõpp- ja algoleku (U_2 ja U_1) siseenergiate vahega:

$$\Delta U = U_2 - U_1 \quad (56)$$

Kõige lihtsam on leida siseenergia muutust gaasi kuumutamisel **jääval ruumalal** ($V = \text{konst}$), kui gaasil puudub võimalus teha tööd ning kogu antav soojus läheb gaasi siseenergia suurendamiseks:

$$Q = \Delta U,$$

mida leitakse sarnaselt soojushulgaga

$$\Delta U = mc_v \Delta T.$$

Gaasi siseenergia muutus massiühikule jääval ruumalal on

$$\Delta U = c_v \Delta T. \quad (57)$$

Gaasi kuumutamisel **jääval rõhul** ($p=\text{konst}$) leitakse siseenergia muutus termodünaamika esimese seaduse järgi arvestades gaasi paisumisel tehtavat tööd.

Mehaaniline töö on jõudude poolt keha ümberpaiknemise või deformatsiooni protsessi energeetiliseks näitajaks.

Kehade ümberpaiknemisel tehtavat tööd arvutatakse järgmise valemi põhjal:

$$L = P \cos \alpha \Delta x,$$

kus P – kehale mõjuv jõud, [N] või [kGm],

Δx – keha asendi ümberpaiknemine, [m],

α – nurk jõu- ja kiirusvektori vahel antud hetkel (liikumissuunas).

SI-süsteemis on töö mõõduühikuks džaul (J), mis on võrdne tööga, mille sooritab jõud 1 njuuton 1 m pikkusel teelõigul

$$1\text{J} = 1\text{ N}\cdot\text{m} \quad \text{Süsteemiväliselt on kasutatav 1 kGm.}$$

Tehtud töö vastab alati termodünaamilise süsteemi energia muutusele. Lihtne näide: kella vedru üleskeeramisel tehtud töö vastab vedru potsentsiaalse energia suurenemisele.

$$L = E_2 - E_1, \quad (58)$$

kus E_1 ja E_2 on kella vedru potentsiaalse energia väärtused alg- ja lõppolekus.

Järelikult on töö energia ülekande mehaaniliseks viisiks ning tehtud töö hulga mõõduks on energia muutus (suurenemine või vähenemine). Seetõttu mõõdetakse energiat samades ühikutes kui tööd.

Gaasi töö

Gaas silindris paisudes liigutab mootori kolvi, gaasi molekulidel on kaootilise soojusliikumise kõrval ka suunatud kulgliikumine kolvi liikumise suunas.

Olgu meil 1 kg gaasi F suuruse pindalaga kolvi all (joonis 6). Kolb on silindri põhjast kaugusel h_1 . Kui gaasile anti väike soojushulk Δq , siis gaas paisus ja kolb liikus asendisse h_2 . Gaasi töö G ületamisel:

$$\Delta l = G \Delta h, \quad \text{aga } G = pF,$$

kus p – gaasi rõhk,

F – kolvi pindala.

Siis $\Delta l = pF \Delta h = p(Fh_2 - Fh_1) = p(v_2 - v_1)$ või

$$\Delta l = p \Delta v, \quad (59)$$

kus Δv – gaasi erimahu muutus, m^3/kg .

Erimaht on keha massiühiku maht $v = V/m$, [m^3/kg], erimahu pöördväärtus on tihedus $\rho = m/V = 1/v$ [kg/m^3], siit järeldub et $v \rho = 1$.

Gaasile antud soojushulka Δq , saame arvutada põlenud kütuse massi ja tema põlemissoojuse järgi või ka muul viisil. 1 kg gaasi siseenergia muutust **jääval rõhul** leitakse alljärgneval viisil:

$$\Delta u = \Delta q - p \Delta v. \quad (60)$$

Siseenergia muutus on võrdne süsteemile antud soojushulga ja süsteemi poolt tehtud töö vahega. Kõik võrrandi (60) suurused peavad olema ühesugustes ühikutes (J/kg või kcal/kg).

Soojus – molekulide kaootilise liikumise kineetiline energia. Keha jääb kuumutamisel paigale, temas suureneb molekulide korrapäratu, kaootiline liikumine. Kehale antav soojushulk on võrdne energiahulgaga, mille saab selle keha iga osake ning on leitav järgmise valemiga:

$$Q = mc_v T_2 - mc_v T_1,$$

kus m – keha mass, kg,
 c_v – erisoojus, J/(kg·K) või kkal/(kg K),
 T_1, T_2 – keha absoluutne temperatuur alg- ja lõppolekus.

Korrutis $mc_v T$ iseloomustab keha siseenergiat antud olekus (temperatuuril T). Kuivõrd soojus on energia mõõduks siis tema hulka mõõdetakse Si-süsteemis džaulides [J].

Süsteemivälised ühikud on kalor (kal) ja kilokalor (kkal).

Seega on soojushulk ja tehtud töö energia muundumise mõõduks. Soojuse ja mehaanilise töö vahelisele ekvivalentisusele viitas 1842. a R. Mayer. 1843. a inglise füüsik James Prescott Joule tõestas selle katseliselt:

$$Q = A \cdot L, \tag{61}$$

kus A – mehaanilise töö soojusekvivalent.

Kui soojust Q ja tööd L mõõdetakse ühesugustes ühikutes, siis $A=1$.

Kui soojust mõõta kilokalorites ja tööd kGm, siis $A=1/427$ [kkal/kGm].

Kui soojust mõõta kalorites ja tööd džaulides, siis $A=1/4,187$ [kal/J].

5.3. Termodünaamika esimene seadus

Energia jäävuse seadus formuleeriti 19.sajandi keskel: **Mistahes suletud süsteemi energia on kõikides protsessides jääv. Üks energia liik võib selles süsteemis muunduda mingiks teist liiki energiaks või süsteemi osade vahel ümber jaotuda.** (Energia ei teki ega kao, vaid muundub ühest liigist teise ning tema hulk isoleeritud süsteemis jääb konstantseks).

Energia jäävuse seadus on esimeseks ja põhiliseks termodünaamika seaduseks. Protsesside termodünaamilisel analüüsimisel väljendatakse siseenergia muutust tehtud töö ja soojusega, mida süsteem vahetab keskkonnaga. Seega keskkonna poolt süsteemile soojusena antav energia on võrdne süsteemi siseenergia muutuse ja süsteemi poolt tehtud töö summaga

$$Q = \Delta U + L, \tag{62}$$

kus Q – süsteemile antud soojushulk,
 ΔU – süsteemi siseenergia muutus,
 L – tehtud töö.

Soojushulka Q loetakse positiivseks kui ta suurendab süsteemi siseenergiat, st soojust “juhatakse” süsteemi ümbritsevast keskkonnast. Mehaaniline töö (L) on positiivne kui ta vähendab süsteemi siseenergiat, s.o siis kui süsteem teeb tööd keskkonna jõudude vastu töötava keha paisumise näol.

Sellest tulenevalt formuleeritakse termodünaamika esimene seadus massiühikule järgnevalt. Gaasi massiühikule antud soojushulk mingil protsessil kulub tema siseenergia suurendamisele ja paisumistööle:

$$\Delta q = \Delta u + \Delta l,$$

kus Δq – gaasi massiühikule antud soojushulk,
 Δu – siseenergia muutus,
 Δl – gaasi massiühiku poolt tehtud töö.

Võttes Δu võrrandist (57) ja Δl võrrandist (59), saame termodünaamika esimese seaduse matemaatilise väljenduse laiendatud kujul, arvatuna gaasi massiühikule:

$$\Delta q = c_v \Delta T + p \Delta v \tag{62a}$$

On olemas ka teisi termodünaamika 1.seaduse väljendusviise, näiteks: süsteemi siseenergia muutus on võrdne soojushulgaga ja tehtud töö vahega; või igavese jõumasina “Perpetum mobile” ehitamise võimatus, so võimatus ehitada sellist masinat (seadet), mis teeks tööd ilma väliskeskkonnast saadava soojushulgata Q .

Seega termodünaamika esimese seaduse võrranditeks on (62) ja (62a).

5.4. Entalpia

Paljudes termodünaamilistes arvutustes kasutatakse siseenergia kõrval sellist suurust, mis võrdub siseenergia (u) ning rõhu ja süsteemi mahu korrutise (pv – rõhu energia) summaga. Seda suurust nimetatakse entalpiaks.

$$i = u + pv, \quad (63)$$

kus u – gaasi massiühiku siseenergia, J/kg,
 p – rõhk, Pa,
 v – erimaht, m³/kg.

Entalpia mõõtühikud on olenevalt missuguse koguse termodünaamilise keha kohta entalpia antakse: J/kg; J/m³; J/mool.

Süsteemi iga olekut iseloomustatakse termodünaamiliste parameetrite u , p , v kindlate suurustega, seepärast on ka entalpia kindel suurus vastavale süsteemi olekule. Sarnaselt siseenergiale on ka *entalpia süsteemi oleku funktsioon*. Kui võrrandis (63) asendada $u = c_v T$ ja $pv = RT/\mu$, siis saame:

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

kus $c_v + R/\mu = c_p$ – Mayeri võrrand 1 kg gaasi kohta, siis

$$i = c_p T, \quad (64)$$

kus c_p – gaasi erisoojus jääval rõhul.

Gaasi entalpia on arvuliselt võrdne soojushulgaga, mis on vajalik gaasi massiühiku kuumutamiseks 0-st T, K-ni jääval rõhul.

Termodünaamiliste arvutuste lihtsustamiseks loetakse termodünaamilise keha entalpia väärtus nagu siseenergia väärtuski tinglikult nulliks 0°C juures.

Entalpia muutust saab väljendada järgmiselt:

$$\Delta i = c_p \Delta T \quad (65)$$

Diferentseerides võrrandit (63) ja asendades seal Δu võrrandist (60) võetuga, saame

$$\Delta i = \Delta q + v \Delta p \quad (66)$$

See võrrand on termodünaamika esimese seaduse matemaatiline väljend entalpia kaudu, arvatuna gaasi massiühikule.

Siseenergia muutust jääval rõhul (võrrand 63) saame väljendada nii:

$$\Delta u = \Delta i - p \Delta v.$$

Asetades selle termodünaamika esimese seaduse võrrandisse (62a) saame:

$$\Delta q_p = \Delta i; \quad \Delta q_p = i_2 - i_1 \quad (67)$$

Kogu süsteemile antav soojushulk jääval rõhul kulub entalpia suurendamiseks.

Entalpia on suur tähtsus just avatud süsteemide termodünaamilistel uuringutel. Süsteem on avatud, kui peale energiavahetuse keskkonnaga toimub ka massivahetus. Sellisel juhul muutub süsteemi põhiparameeter – mass (m), mis teeb kõikide protsesside arvutused keerulisemaks (nt kütuse põleng mahutis).

Termodünaamilise protsessi kirjeldus

Uurida termodünaamilist protsessi tähendab:

- 1) väljendada matemaatilise seosega gaasi parameetreid antud protsessil (protsessi võrrand);
- 2) joonestada protsessi graafik p - v koordinaatides (töö diagramm);
- 3) hinnata gaasi tööd ja arvutada soojushulk, mis on vajalik selle protsessi toimumiseks.

Entalpia mõiste kasutamine termodünaamikas võimaldab lihtsustada mitmesuguseid soojustehnilisi arvutusi seda eriti aurude puhul.

Tagastatavad ja tagastamatud protsessid

Termodünaamiline keha on termodünaamilises tasakaalus, kui ruumi igas punktis on rõhk ja temperatuur ühesugune. Rõhkude võrdsus määrab mehaanilise, temperatuuride võrdsus aga termilise tasakaalu. Termodünaamilise tasakaalu puudumisel on termodünaamilise keha rõhk ja temperatuur ruumi erinevates punktides erinev.

Termodünaamilist tasakaalu on võimalik saavutada soojuslikult ja mehaaniliselt väliskeskkonnast isoleeritud süsteemis või olukorras, kus termodünaamiline keha omab väliskeskkonna rõhu ja temperatuuri. Kui näiteks anumas paiknev gaas viia keskkonda, mille temperatuur on gaasi temperatuurist kõrgem, tekib soojusülekanne keskkonnalt kehale. Selle tagajärjel esinev temperatuuri ebahühtlus viib süsteemi termilisest tasakaalust välja. Analoogilise näite võib tuua mehaanilise tasakaalu rikkumise kohta. Elastsete seintega anumas paikneva gaasi viimisel tema rõhust erineva rõhuga keskkonda tekib üksikute ruumi punktide vahel rõhkude vahe ning mehaaniline tasakaal saab rikutud. Termodünaamilise süsteemi üleminek ühest tasakaaluolekust teise ei toimu momentaalselt, vaid selleks kulub alati teatud aeg.

Eespool esitatud ideaalsete gaaside olekuvõrrandid on kehtivad ainult termodünaamilise tasakaalu olukorras. Nende rakendamisel termodünaamilisele protsessile peab kogu protsessi vältel olema tagatud termodünaamiline tasakaal. Praktiliselt on seda nõuet väga raske täita (termodünaamilise keha üleminekuks ühest olekust teise kulub teatud aeg). Seetõttu vaadeldakse termodünaamilisi protsesse mitme, üksteisele järgnevate protsesside reana, kus igaühes on tagatud tasakaalu olukord. See on saavutatav tingimustes, kus rõhu ja temperatuuri muutumine toimub väga aeglaselt, mis tagab nende minimaalse erinevuse ruumi erinevates punktides. Võrrandid $pv = RT$ ja $dq = Tds$ on kehtivad ainult termodünaamilise tasakaalu olukorras. Järelikult on pv - ja Ts -diagrammil võimalik pideva joonena kujutada ainult neid termodünaamilisi protsesse, kus kogu protsessi käigus on tagatud mehaaniline ja termiline tasakaal. Tasakaalus mitteolevaid protsesse ei ole pv - ja Ts -diagrammil üldjuhul võimalik kujutada.

Termodünaamilised protsessid jagatakse tagastatavateks ja tagastamatuteks.

Tagastatavaks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, kus termodünaamilise keha üleminekul ühest olekust teise on teda pöördprotsessi abil võimalik tagasi tuua algolekusse selliselt, et ta läbiks samad olekud vastupidises suunas ilma, et termodünaamilises süsteemis toimuks mingeid jääkmuutusi.

Termodünaamilisi protsesse, mis tähendatud tingimusi ei rahulda, nimetatakse tagastamatuteks protsessideks.

Tagastamatu termodünaamilise protsessiga ei ole võimalik termodünaamilist süsteemi lõppolekust algolekusse tagasi tuua ilma täiendavate väliste mõjutusteta. Termodünaamiliste protsesside tagastatavuse vajalikuks tingimuseks on termodünaamilise tasakaalu olemasolu. Termodünaamilise tasakaalu puudumisel ei ole võimalik termodünaamilist keha algolekusse tagasi tuua ning termodünaamiline protsess on tagastamatu.

Rõhu ja temperatuuri gradiendi olemasolu põhjustab termodünaamilise kehasise (gaasisese) liikumise ja sisehõõrdumise. Sisehõõrdumisel tekkiv soojus, minnes üle termodünaamilisele kehale, põhjustab tema siseenergia suurenemise. Protsessi kordamisel vastupidises suunas suureneb siseenergia hõõrdumise tagajärjel veelgi. See muudabki protsessi tagastamatuks. Samasugune olukord esineb ka hõõrdumisel vastu pindasid (gaasi voolamisel düüsid, gaasi liikumisel torustikes, kolvi ja silindri vaheline hõõrdumine jt).

Tagastamatutes protsessides on sooritatav töö alati väiksem tagastatavates protsesside sooritatud tööst.

Seda seetõttu, et tagastamatutes protsessides läheb osa tööst hõõrdumise olemasolul üle gaasi siseenergiaks. Termodünaamika esimene seadus jääb kehtima ka tagastamatute protsesside korral, kusjuures valemis $dq = du + dl$ J/kg esinev töö l tuleb asendada tagastamatus protsessis sooritatud tööga l' . Seega

$$dq = du + dl'$$

Tagastamatutes termodünaamilistes protsessides sooritatakse protsessidesse viidavate soojushulkade arvel vähem mehaanilist tööd kui tagastatavates protsessides, s.t. $dl' < dl$.

Tagastatavas ja tagastamatutes protsessides sooritatavate mehaaniliste tööde vahe läheb gaasi siseenergia suurendamiseks. Termodünaamilise protsessi tagastamatus, mis viib protsessis sooritatud mehaanilise töö vähenemisele, vähendab alati soojuse tööks muundamise efektiivsust.

Tagastatavad termodünaamilised protsessid vastavad ideaalsele olukorrale. Tegelikuses tagastatavaid termodünaamilisi protsesse ei esine. Soojuse viimine termodünaamilisse protsessi või protsessist

eemaldamine soojusvahetuse teel rikub süsteemi termodünaamilist tasakaalu (esineb temperatuuride vahe) ning muudab protsessid tagastamatuteks. Kõik reaalsed termodünaamilised protsessid, mis toimuvad hõõrdumise olemasolul, on samuti tagastamatud.

Termodünaamika esimene seadus väljendatuna kujul $Tds = du + pdv$ on kehtiv ainult tagastatavatele termodünaamilistele protsessidele. Kuna isoleeritud süsteemis toimuvates tagastamatutes protsessides siseenergia muutus hõõrdumise olemasolul on suurem tagastatavates protsessides esinevast siseenergia muutusest, siis järelikult peab ka entroopia muutus olema esimesel juhul suurem. Seetõttu omandab valem $Tds = du + pdv$ tagastamatute protsesside jaoks kuju:

$$dq < Tds$$

ehk üldjuhul (nii tagastatavatele kui ka tagastamatutele protsessidele):

$$dq \leq Tds.$$

Näide 1. Arvutada süsihappegaasi mass, mis paikneb mahutis $V = 0,4 \text{ m}^3$, rõhul $p = 0,18 \text{ MN/m}^2$ ja temperatuuril $t = 80^\circ\text{C}$ valemi $pV = mRT$ põhjal.

$$m = pV/RT = (0,18 \cdot 10^6 \cdot 0,4) / 189 \cdot (273+80) = 1,08 \text{ kg},$$

kusjuures

$$R = 8314 / \mu = 8314 / 44 = 189 \text{ J/(kg} \cdot \text{deg)}.$$

Näide 2. Leida soojushulk, mis on vajalik 3 m^3 gaasisegu $r_{\text{CO}_2} = 0,12$, $r_{\text{N}_2} = 0,81$, $r_{\text{O}_2} = 0,07$ kuumutamiseks püsival rõhul 300°C -lt 1100°C -le.

Segus olevate gaasikomponentide keskmised erisoojused saame tabelist

$$\begin{aligned} (c'_{\text{pm}})_{\text{CO}_2} \Big|_0^{1100} &= 2,235 & (c'_{\text{pm}})_{\text{CO}_2} \Big|_0^{300} &= 1,863 \\ (c'_{\text{pm}})_{\text{N}_2} \Big|_0^{1100} &= 1,403 & (c'_{\text{pm}})_{\text{N}_2} \Big|_0^{300} &= 1,307 \\ (c'_{\text{pm}})_{\text{O}_2} \Big|_0^{1100} &= 1,489 & \text{ja } (c'_{\text{pm}})_{\text{O}_2} \Big|_0^{300} &= 1,356 \text{ kJ/(m}^3 \cdot \text{deg)} \end{aligned}$$

Gaasisegu kuumutamiseks vajalik soojushulk valemi $q = c_m \Big|_0^{t_2} t_2 - c_m \Big|_0^{t_1} t_1$ põhjal

$$\begin{aligned} Q &= V[r_{\text{CO}_2} (c'_{\text{pm}})_{\text{CO}_2} \Big|_0^{t_2} + r_{\text{N}_2} (c'_{\text{pm}})_{\text{N}_2} \Big|_0^{t_2} + r_{\text{O}_2} (c'_{\text{pm}})_{\text{O}_2} \Big|_0^{t_2}] t_2 - V[r_{\text{CO}_2} (c'_{\text{pm}})_{\text{CO}_2} \Big|_0^{t_1} + r_{\text{N}_2} (c'_{\text{pm}})_{\text{N}_2} \Big|_0^{t_1} + r_{\text{O}_2} (c'_{\text{pm}})_{\text{O}_2} \Big|_0^{t_1}] t_1 = \\ &= 3 [(0,12 \cdot 2,235 + 0,81 \cdot 1,403 + 0,07 \cdot 1,489) 1100 - (0,12 \cdot 1,863 + 0,81 \cdot 1,307 + 0,07 \cdot 1,356) \cdot 300] = \\ &= 3 \text{ 740 kJ.} \end{aligned}$$

5.5. Termodünaamilised põhiprotsessid ideaalsete gaasidega. Mehaaniline ja tehniline töö. Isohoorne protsess ($v=\text{konst}$)

Termodünaamiliste protsesside uurimise eesmärgiks on kindlaks määrata termiliste parameetrite vaheline seos, siseenergia muutus, protsessis sooritatav mehaaniline ja tehniline töö ning protsessist osavõttev soojushulk. Seejuures ei paku praktilist huvi mitte ainult termodünaamiliste protsesside vaatlemine kõige üldisemal kujul, vaid üksikud erandjuhud, mis omavad suurt tähtsust soojuslike protsesside analüüsil. Järgnevalt käsitleme isohoorset, isobaarset, isothermist, adiabaatset ja polütroopset termodünaamilist protsessi. Neid protsesse nimetatakse termodünaamilisteks põhiprotsessideks. Keerukamate termodünaamiliste protsesside (näiteks ringprotsesside) teoreetilisel analüüsil jaotatakse nad üksikuteks põhiprotsessideks, mis võimaldab neid ülevaatlikumalt käsitleda.

Allpool vaadeldavate protsesside uurimisel oletame, et nad toimuvad ideaalsete gaasidega tagastatavalt. Küsimuse lihtsustamiseks eeldame, et gaasi erisoojus termodünaamilise protsessi käigus ei muutu, s.t ei sõltu gaasi termilistest olekuparameetritest.

Tehnilise töö mõiste

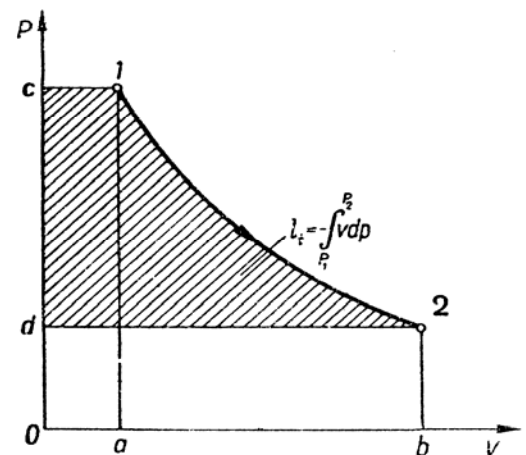
Soojushulga dQ juurdeviimisel termodünaamiline keha paisub ($v_1 \rightarrow v_2$), mahu muutusel sooritatakse töö. Tavaliselt arvatatakse töö 1 kg massi termodünaamilise keha kohta (1). Arvutatud tööd nimetatakse *absoluutseks mehaaniliseks tööks ehk lihtsalt mehaaniliseks tööks*. Termodünaamilise keha poolt sooritatava mehaanilise töö arvutamiseks peame teadma rõhku ja erimahu vahelist funktsionaalset sõltuvust vaadeldavas termodünaamilises protsessis.

Mehaaniline töö loetakse *positiivseks*, kui ta sooritatakse termodünaamilise keha poolt (termodünaamilise keha paisumisel) ja *negatiivseks*, kui ta sooritatakse väliskeskkonna poolt (termodünaamilise keha komprimeerimisel). Termodünaamilise protsessi kulgemisel p - v diagrammil vasakult paremale on töö positiivne, protsessi joone kulgemisel paremalt vasakule – negatiivne. Mehaaniline töö kui protsessi iseloomust sõltuv suurus on protsessi funktsioon. Mehaaniline töö sooritatakse termodünaamilise keha poolt teda piiravatel pindadel. Nendeks on agregaadid (soojusjõumasina) liikuvad pinnad (näiteks sisepõlemismootori kolb), samuti pinnad, mille kaudu termodünaamiline keha siseneb agregaati ja väljub sellest. Agregaadid liikuvatel pindadel teeb termodünaamiline keha *tehnilist tööd* l_t . Seega mehaaniline töö l peab olema võrdne tehnilise töö, termodünaamilise keha agregaati sisenemisel ja sealt väljumisel sooritatavate tööde algebralise summaga. Tähistades termodünaamilise keha rõhu ja erimahu agregaati sisenemisel (näiteks sisepõlemismootori silindrisse) vastavalt v_1 ja v_2 , siis avaldub sisenemistöö $l_s = -p_1 v_1$. Sisenemistöö on negatiivne, kuna ta sooritatakse väliskeskkonna poolt. Termodünaamilise keha poolt agregaadist väljumisel sooritatav töö (väljumistöö) $l_v = p_2 v_2$, kus p_2 ja v_2 tähistavad vastavalt termodünaamilise keha rõhku ja erimahu agregaadist väljumisel. Väljumistöö on positiivne, kuna ta sooritatakse termodünaamilise keha poolt. Üldjuhul võime mehaanilise töö väljendada selliselt:

$$l = l_t + l_s + l_v \quad \text{ehk} \quad l_t = l + p_1 v_1 - p_2 v_2.$$

Kujutame tehnilise töö graafiliselt p - v diagrammil (joonis 8). Väljendagu joon 1-2 termodünaamilise keha paisumist mingisuguses termodünaamilises protsessis. Termodünaamilise keha poolt sooritatav mehaaniline töö väljendub pindalana $\square a12ba$, sisenemistöö l_s pindalana $\square 0c1a0$ ja väljumistöö l_v pindalana $\square 0d2b0$. Järelikult tehniline töö avaldub p - v diagrammil protsessijooone 1-2 ja ordinaattelje vahelise pindalana $\square c12dc$.

Joonis 8. Tehnilise töö graafiline kujutamine p - v diagrammil.



Isohoorseks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, kus termodünaamilise keha soojuslikul mõjutamisel (soojuse protsessi juhtimisel või eemaldamisel) tema maht ei muutu, s.o $v = \text{konst}$.

Isohoorse protsessi võrrand konstantse gaasimassi kohta ($m = \text{konst}$) tuleneb Charlesi seadusest (18):

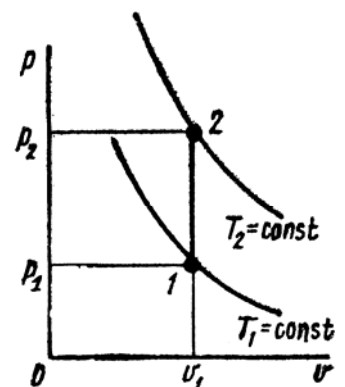
$$p/T = R/v = \text{konst.} \quad (68)$$

Seega on isohoorses termodünaamilises protsessis gaasi rõhk võrdeline tema absoluutse temperatuuriga ja rõhu ning absoluutse temperatuuri suhe protsessi igal ajahetkel on konstantne suurus $p/T = \text{konst}$.

Gaasi üleminekul olekust 1 (algolek) olekusse 2 (lõppolek) isohoorne protsess väljendub p - v -diagrammil vertikaalse joonena (joonis 8a).

Soojuse sisseviimisel gaasi temperatuur tõuseb ning joon p - v -diagrammil kulgeb alt üles. Gaasi jahtumisel soojuse eemaldamisel kulgeb joon ülevalt alla.

Joonis 8a. Isohoorne protsess p - v -diagrammil.



Kirjutame võrrandi protsessile 1. ja 2. oleku vahel:

$$p_1 / T_1 = p_2 / T_2. \quad (69)$$

Kuna $v = \text{konst}$ ja maht ei muutu, siis $L = 0$, st sellel protsessil mehaanilist tööd ei tehta ja termodünaamika 1. seaduse (62) alusel isohoorsesse protsessi antud soojus kulub kõik gaasi siseenergia suurendamiseks s.o gaasi temperatuuri tõstmiseks. Gaasi massiühikule kirjutatud võrrand:

$$\Delta q_v = \Delta U = c_v \Delta T. \quad (70)$$

Täielik soojushulk m kg gaasile on leitav:

$$Q_v = mc_{v1ksk} \int_{T_1}^{T_2} (T_2 - T_1). \quad (71)$$

Tehniline töö avaldub p - v -diagrammil pindalana $\int p_1 v_2 - p_2 v_1$ – isohoorilises protsessis sooritatav tehniline töö võrdub gaasi siseenergia Δu ja entalpia muutuste vahega Δh :

$$l_{\text{tehn}} = \Delta u - \Delta i.$$

Entroopia muutus isohoorses protsessis on arvatav temperatuuride ja erimahtude kaudu järgneva seose põhjal:

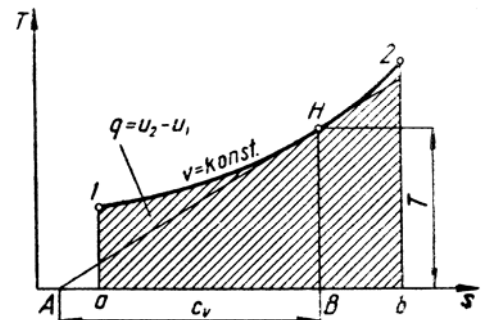
$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln T_2/T_1 + R \ln v_2/v_1,$$

kus v_1 ja v_2 – on erimahud.

Arvestades seosega $p_1/p_2 = T_2/T_1$ võime entroopia muutuse arvutada ka selliselt:

$$\Delta s = c_v \ln p_2/p_1.$$

Isohoorjoon avaldub T - s -diagrammil eksponentsiaalkõverana (joonis 8b).



Joonis 8b. Isohoorse protsessi kujutamine T - s -diagrammil.

5.6. Isobaarne protsess ($p = \text{konst}$)

See on selline termodünaamiline protsess, mis toimub püsival rõhul, s.o $p = \text{konst}$. Protsessi võrrandi saame Gay-Laussaci seaduse matemaatilisest võrrandist (14). Samuti järeldub ideaalgaaside olekuvõrrandist, et $V/T = R/p = \text{konst}$, ehk gaasi üleminekul olekust 1 olekusse 2

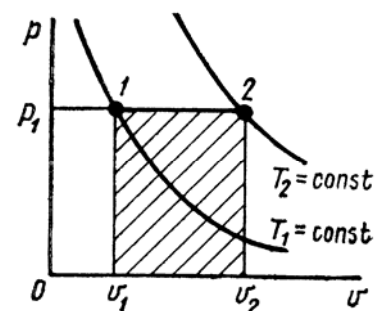
$$v_1/v_2 = T_1/T_2.$$

Seega isobaarses protsessis on gaasi maht võrdeline absoluutse temperatuuriga ja gaasi mahu suhe absoluutsesse temperatuuri protsessi igal ajahetkel on konstantne suurus

$$v_1/T_1 = v_2/T_2.$$

Isobaarsel paisumisel gaasi temperatuur tõuseb, komprimeerimisel aga alaneb.

Isobaariline protsess on p - v -diagrammil kujutatav horisontaalse joonena (joonis 9).



Joonis 9. Isobaarse protsessi kujutamine p - v -diagrammil.

Isobaarse protsessi mehaaniline töö on avaldatav pindalana $\int_{v_1}^{v_2} p dv$.

Soojuse juurdeviimisel protsessi kulgeb joon vasakult paremale, soojuse eemaldamisel vastassuunas. Isobaarses protsessis tehnilist tööd ei sooritata.

Gaasi ühikumassi töö on

$$l_{1,2} = p (v_2 - v_1).$$

Isobaarse protsessi soojushulk arvutatakse keskmise erisoojuse (jääval rõhul) abil:

$$Q_p = mc_{p,sk} \int_{T_1}^{T_2} (T_2 - T_1). \quad (72)$$

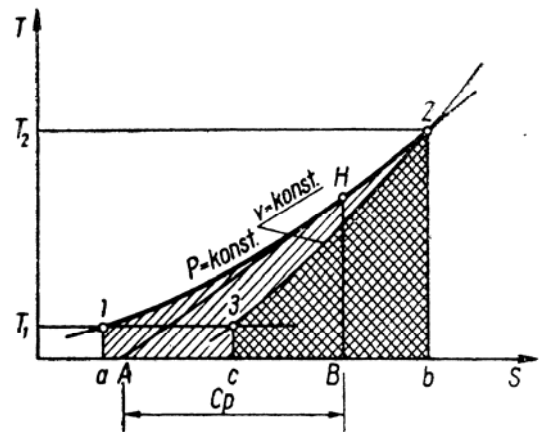
Termodünaamika 1.seaduse (62a) põhjal järeldub, et kogu soojus isobaarilises protsessis kulub entalpia muutusele (67)

$$\Delta q_p = \Delta i.$$

Entropia muutus isobaarses protsessis avaldub järgmiselt:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln T_2/T_1 = c_p \ln v_2/v_1.$$

Joonisel 9a on kujutatud isobaarne protsess Ts-diagrammil.



Joonis 9a. Isobaarne protsess Ts-diagrammil.

5.7. Isotermne protsess (T=konst)

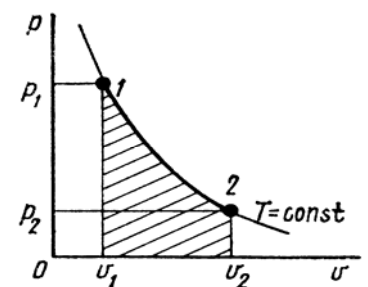
Isotermseks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, mis toimub püsival temperatuuril, s.o $T = \text{konst}$. Termiliste parameetrite vaheline seos isotermse protsessis avaldub kujul:

$$pv = RT = \text{konst}, \text{ ehk gaasi üleminekul olekust 1 olekusse 2} \quad p_1 v_1 = p_2 v_2. \quad (73)$$

See võrrand on Boyle-Maryotte seaduse ($m = \text{konst}$ puhul) matemaatiliseks avaldiseks.

Valemist $pv = RT = \text{konst}$ järeldub, et isotermse termodünaamilises protsessis on gaasi rõhk pöördvõrdeline mahuga. Isotermisel paisumisel gaasi rõhk väheneb, komprimeerimisel aga tõuseb. Isotermne protsess toimub ühtlasi ka termodünaamilise keha siseenergia ja entalpia püsivatel väärtustel.

Isotermjoon avaldub pv -koordinaadistikus võrdhaarse hüperboolina (joonis 10).



Joonis10. Isotermne protsess.

Isotermse protsessis sooritatav mehaaniline töö on võrdne protsessis sooritatava tehnilise tööga. Isotermse protsessi antud soojushulk muundub kõik mehaaniliseks (tehniliseks) tööks.

Gaasi massiühiku poolt tehtava töö leidmiseks tuleb muutuvad parameetrid siduda võrrandis (73) lähteoleku teadaolevate parameetrite väärtustega

$$pv = p_1 v_1,$$

p väärtuse avaldades teiste parameetrite kaudu ja asetades selle töö võrrandisse (59), saame

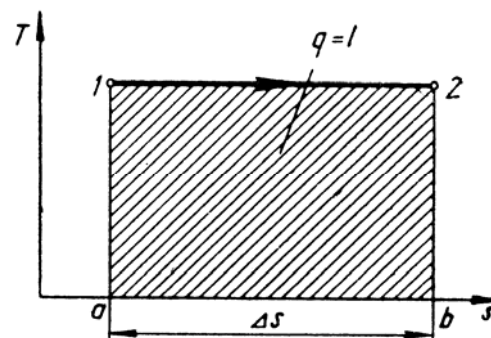
$$l_{1,2} = p_1 v_1 \ln v_2/v_1. \quad (74)$$

Kuna temperatuur on jääv, siis siseenergia muutus on null $\Delta u=0$ (57) ja termodünaamika 1. seaduse alusel (62a) $\Delta q=\Delta l$, st *ideaalgaasi isotermsele protsessile antud kogu soojushulk läheb gaasi paisumistööks*. Kogu soojushulk m kg gaasi kohta leitakse:

$$Q = m p_1 v_1 \ln (v_2/v_1). \quad (75)$$

Isotermjoon avaldub p - v -koordinaadistikus võrdhaarse hüperboolina (joonis 10). Protsessi kulgemisel olekust 1 olekusse 2 (isotermne paisumine) on nii gaasi poolt sooritatav töö kui ka protsessist osavõttev soojushulk võrdsed pindalaga $\square v_1 l_2 v_2 v_1$. Kuna $l=l_1$, siis järelikult pindalad $\square p_1 l_2 p_2 p_1$ ja $\square v_1 l_2 v_2 v_1$ on võrdsed.

T - s -diagrammil väljendub isotermne protsess horisontaalse joonena (joonis 10a). Protsessijoonet ja entroopiatelje vaheline pindala $\square a l_2 b a$ on võrdne protsessist osavõtva soojushulgaga ning ühtlasi ka protsessis sooritatud tööga.



Joonis 10a. Isotermne protsess T - s -diagrammil.

Seose $\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln T_2/T_1 + R \ln v_2/v_1$ põhjal entroopia muutus

$$\Delta s = R \ln v_2/v_1 \text{ ehk } \Delta s = R \ln p_1/p_2.$$

Isotermilisest protsessist osavõtva soojushulga võime avaldada ka selliselt:

$$q = \Delta s T.$$

5.8. Adiabaatne protsess

Adiabaatseks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, mis toimub soojuslikult isoleeritud tingimustes, s.o soojusvahetuse puudumisel. Adiabaatilise protsessi tingimuseks on, et

$$dq = 0.$$

Adiabaatses protsessis muutuvad üheaegselt maht, temperatuur ja rõhk. Muutumatuks jäävad mass ($m = \text{konst}$) ja entroopia, seetõttu nimetatakse protsessi ka *isoentroopseks*.

Kuna adiabaatne protsess toimub soojuslikult isoleeritud süsteemis, siis on protsessist osavõttev väline soojushulk samuti võrdne nulliga ($q=0$). Adiabaatsed protsessid ei toimu mitte ainult ideaalses soojusisolatsioonis vaid ka reaalsetes tingimustes juhul, kui protsess toimub kiiresti (gaasi kiire kokkusurumine silindris, plahvatus jt).

Adiabaatse protsessi võrrand tuleneb termodünaamika 1. seadusest (67a) arvestades Mayeri võrrandit (46):

$$T v^{k-1} = \text{konst}. \quad (76)$$

Kui adiabaatses protsessis läheb gaas olekust 1 olekusse 2 (joonis 11), siis saame protsessi võrrandit kirjutada nii:

$$T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_2^{k-1}. \quad (77)$$

Asendades iga oleku parameetrid Clapeyroni võrrandi järgi, saame:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \text{ või } p v^k = \text{konst}. \quad (78)$$

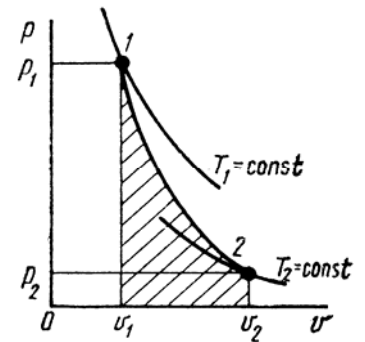
Sellist adiabaatse protsessi võrrandi kuju nimetatakse Poisson' võrrandiks (*Simeon Denis Poisson*, prantsuse füüsik ja matemaatik).

Gaasi adiabaatsel paisumisel rõhk väheneb, komprimeerimisel aga suureneb.

Protsessi temperatuuri ja rõhu suhe on:

$$T_1/T_2 = (p_1/p_2)^{k-1/k}. \quad (79)$$

Adiabaatse protsessi graafik on kujutatud joonisel 11 hüperboolina 1-2, mis on kirjeldatud võrrandiga (78).



Joonis 11. Adiabaatne protsess pv-diagrammil.

Gaasi massiühiku poolt tehtavat tööd arvutatakse võrrandi (59) alusel, kus muutuv rõhk avaldatakse erimahu v ja algoleku parameetrite kaudu (78):

$$p = p_1 (v_1/v_2)^k, \text{ siis}$$

$$l_{1,2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = [(p_1 v_1^k) / (k-1)] [v_2^{-(k-1)} - v_1^{-(k-1)}]$$

ümb formeerudes saame

$$l_{1,2} = [p_1 v_1 / (k-1)] [1 - (v_1/v_2)^{k-1}]. \quad (80)$$

Joonisel 11 on adiabaatse protsessi töö kujutletav viirutatud alana $\square_{v_1 2 v_2}$. Kui võrrandis (80) olevad parameetrid asendada parameetritega Clapeyroni võrrandi alusel, siis saame

$$l_{1,2} = [p_1 v_1 / (k-1)] [1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}]. \quad (81)$$

Termodünaamika 1. seaduse alusel (62) $Q=0$ puhul on meil:

$$L = -\Delta U.$$

Adiabaatses paisumisprotsessis sooritab gaas mehaanilise töö gaasi siseenergia vähenemise arvel. Kasutades võrrandite (81) ja (57) laiendatud kuju, võime kirjutada

$$[p_1 v_1 / (k-1)] [1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}] = -c_v \Delta T. \quad (82)$$

Adiabaatsel komprimeerimisel (kokkusurumisel) gaasi temperatuur tõuseb, välisjõudude töö on võrdne siseenergia suurenemisega, temperatuuri tõus on

$$\Delta T = T_2 - T_1 \text{ kraadi.}$$

Võrreldes isotermilise protsessiga (sama mahumuutuse vahemikus) on adiabaatses protsessis sooritatud mehaaniline töö väiksem. Seda seetõttu, et isotermises protsessis sooritatakse töö välissoojuse arvel ($U=\text{konst}$), adiabaatses protsessis aga siseenergia muutuse tagajärjel.

Adiabaatses protsessis on tehnilise töö mehaanilisest tööst k korda suurem.

$$l_{\text{tehn}} = kl.$$

Tehniline töö avaldub pv-diagrammil pindalana $\square_{p_1 2 p_2 p_1}$, mehaaniline töö $\square_{v_1 2 v_2 v_1}$ (joonis 11).

Võrreldes isotermises protsessis sooritatud tehnilist tööd (mis on isotermises protsessis võrdne mehaanilise tööga) adiabaatses protsessis sooritatud tehnilise tööga samas rõhumuutuse vahemikus näeme, et viimane osutub väiksemaks.

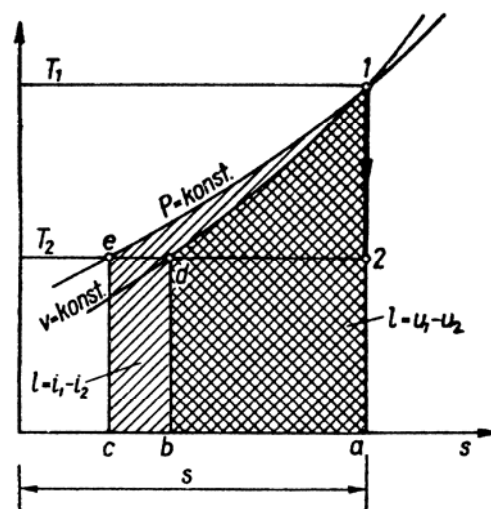
Kuna $dq=0$, siis tagastatavas adiabaatses protsessis entroopia diferentsiaal

$$ds = dq/T = 0 \text{ ehk } s = \text{konst},$$

s.t tagastatav adiabaatne protsess toimub konstantsel entroopia väärtusel. Seepärast nimetatakse tagastatavat adiabaatset protsessi ka isoentroopseks protsessiks. Tagastamatutes adiabaatilistes protsessides entroopia suureneb ($dq < Tds$).

Adiabaatne protsess on Ts-diagrammil kujutatav vertikaalse joonena (joonis 11a).

Adiabaatsel paisumisel kulgeb joon ülalt alla, komprimeerimisel aga alt üles. Joonistades läbi protsessi algpunkti (temperatuuri intervallis T_1-T_2) isohoor- ja isobaarjoone, võime Ts-diagrammilt otseselt määrata protsessis esinevad siseenergia ja entalpia muutused. Siseenergia muutus $\Delta u = l = u_1 - u_2 = \int_{c,b}^{a,b} p \, ds$, entalpia muutus $\Delta i = l_t = i_1 - i_2 = \int_{c,b}^{a,b} c_p \, ds$.



Joonis 11a. Adiabaatse protsessi kujutamine Ts-diagrammil.

5.9. Polütroopne protsess

Reaalsed protsessid soojusmasinates, tulekahjudel ja plahvatustel toimuvad soojusvahetuse ja muutuvate parameetrite m , p , v ja T tingimustes, st muutuvad peaaegu kõik parameetrid. Need ei ole ei adiabaatsed ega isotermsed protsessid. Joonisel 12 on p - v -koordinaadistikus $m = \text{konst}$ tingimuses need protsessid kujutatud isotermi ($p v = \text{konst}$) ja adiabaadi ($p v^k = \text{konst}$) vahel. Neid protsesse võib olla palju või siis üks protsess võib koosneda üksteisele järgnevatest eraldivõetavatest protsessidest. Sellepärast nimetatakse neid *polütroopseteks*.

Polütroopseks protsessiks nimetatakse sellist termodünaamilist protsessi, mis toimub konstantsel erisoojuse väärtusel. Seega on polütroopse protsessi tingimuseks, et:

$$dq/dt = c = \text{konst.}$$

Polütroopse protsessi võrrand, $m = \text{konst}$ puhul (polütroobi võrrand) on

$$p v^n = \text{konst}, \quad (83)$$

kus n – polütroobi astendaja, $(c_p - c) / (c_v - c) = n$.

Polütroobi astendajal on erinevaid väärtusi 1-st k -ni ($n=1$ on isothermne protsess; $n=k$ on adiabaatne protsess), st $1 < n < k$.

Polütroopse protsessi võrrand erineb adiabaatse protsessi võrrandist üksnes erimahu astmenäitaja poolest. Selline sarnasus lubab kasutada võrrandeid (80) ja (81) polütroopse protsessi eritöö arvutamisel:

$$l_{1,2} = [p_1 v_1 / (n-1)] [1 - (v_1 / v_2)^{(n-1)}]. \quad (84)$$

Polütroopse protsessi kogu soojus m kg gaasile arvestatult on leitav:

$$Q_{\text{pol}} = m c_{\text{pol}} \Delta T + [m p_1 v_1 / (n-1)] [1 - (v_1 / v_2)^{(n-1)}], \quad (85)$$

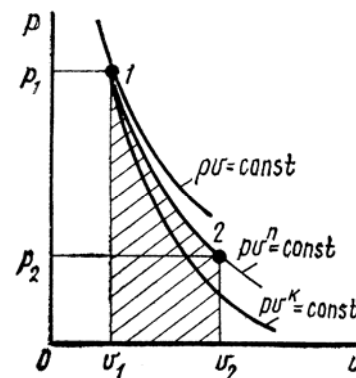
kus c_{pol} – gaasi erisoojus polütroopsel protsessil.

c_{pol} on avaldatav erisoojuse ja adiabaadi astendaja kaudu:

$$c_{\text{pol}} = c_v (n-k) / (n-1). \quad (86)$$

Sellest võrrandist järeldub, et kui lugeda $c_v = \text{konst}$, siis ideaalgaasi erisoojus polütroopsel protsessil on jääv suurus. Vahemikus $1 < n < k$ on c_{pol} väärtus negatiivne. See tähendab, et vaatamata soojuse juurde andmisele gaasi temperatuur alaneb suure paisumise tõttu. Polütroopsel gaasil komprimeerimisel (kokkusurumisel) temperatuur tõuseb, kuid mitte nii järsult kui adiabaatilisel komprimeerimisel, kuna esineb soojuse kadu (ära andmine).

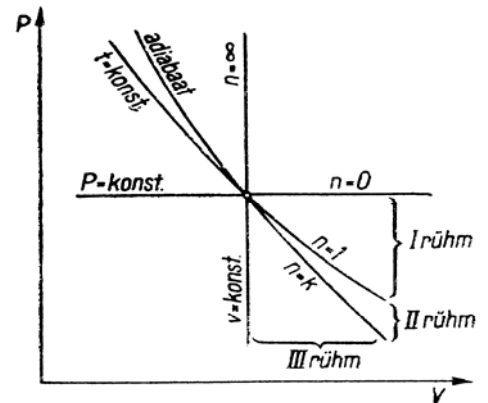
Kui on teada polütroopse protsessi alg- ja lõppparameetrid (p_1, v_1 ja p_2, v_2) siis polütroobi astendajat saab arvutada:



Joonis 12. Polütroopne protsess.

$$n = (\lg p_2 - \lg p_1) / (\lg v_1 - \lg v_2). \quad (87)$$

Termodünaamilised protsessid jagatakse kolme rühma olenevalt polütroobi astendaja väärtusest (joonis 12a).



Joonis 12a. Termodünaamiliste protsesside rühmad pv-diagrammil.

I rühma moodustavad protsessid, mis asetsevad isobaari ja isotermi vahel. Selle rühma protsessides kulub protsessi antud soojus nii gaasi siseenergia suurendamiseks kui ka välistöõ tegemiseks. **II rühma** moodustavad protsessid, mis paiknevad isotermi ja adiabaadi vahel. Nendes protsessides toimub gaasi siseenergia vähenemine ning välistöõ sooritatakse nii välissoojuse kui ka gaasi siseenergia vähendamise arvel. **III rühma** protsessid paiknevad adiabaadi ja isohoori vahel. Selle rühma protsessides sooritatakse töö ainult siseenergia muutuse arvel.

Entroopia muutuse arvutamiseks polütroopses protsessis avaldame soojushulga q diferentsiaali:

$$dq = cdT = c_v (n-k / n-1) dT.$$

Kui asetame dq termodünaamilise keha entroopia diferentsiaali $ds = dq/T$ ja seda integreerides saame

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v (n-k / n-1) \ln (T_2/T_1).$$

Näide: 4 kg õhku algparameetritega $p_1 = 1,50 \text{ MN/m}^2$ ja $t_1 = 300^\circ\text{C}$ paisub viiekordse mahuni. Leida õhu parameetrid protsessi lõpus, protsessis sooritatav töö, protsessist osavõttev soojushulk ja siseenergia muutus, kui paisumine toimub isobaarselt, isotermselt, adiabaatselt $k=1,4$ ja polütroopselt (astmenäitajaga $n=1,6$).

1. Isobaarne protsess. Õhu algmaht valemi ($pV = mRT$) põhjal

$$V_1 = mRT_1/p_1 = [4 \cdot 287 (273+300) / 1,50 \cdot 10^6] = 0,44 \text{ m}^3.$$

Õhu maht paisumisprotsessi lõpul:

$$V_2 = 5V_1 = 5 \cdot 0,44 = 2,20 \text{ m}^3.$$

Temperatuur paisumisprotsessi lõpul valemi ($v_1/v_2 = T_1/T_2$) järgi

$$T_2 = T_1 v_2/v_1 = (273+300) 5 = 2865^\circ\text{K} = 2592^\circ\text{C}.$$

Protsessis sooritatav töö ($L = p(v_2-v_1)$)

$$L = p (V_2-V_1) = 1,50 \cdot 10^6 (2,20-0,44) = 26,4 \cdot 10^5 \text{ N} \cdot \text{m} = 2640 \text{ kJ}.$$

Vaadeldes õhu erisoojust konstantse suurusena $c_p = 1,1 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{deg)}$,

Võime protsessist osavõtva soojushulga arvutada:

$$Q = mc_p (t_2-t_1) = 4 \cdot 1,1 (2592-300) = 10085 \text{ kJ}.$$

Protsessis esinev siseenergia muutus valemi ($Q = \Delta U-L$) põhjal

$$\Delta U = Q-L = 10085-2640 = 7445 \text{ kJ}.$$

2. Isotermne protsess. Õhu rõhk protsessi lõpus (valem $p_1v_1=p_2v_2$)

$$p_2 = p_1 v_1/v_2 = 1,50 / 5 = 0,30 \text{ MN/m}^2.$$

Protsessis sooritatav töö valemi ($L = RT \ln(p_1/p_2) = p_1v_1 \ln(v_2/v_1) = p_1v_1 \ln(p_1/p_2)$) järgi

$$L = p_1v_1 \ln p_1/p_2 = 1,50 \cdot 10^6 \cdot 0,44 \ln 5 = 10,6 \cdot 10^5 \text{ J} = 1060 \text{ kJ}.$$

Siseenergia muutus $\Delta U = 0$.

3. Adiabaatne protsess. Õhu rõhk paisumise lõpul (valem $p_2/p_1 = (v_1/v_2)^k$)

$$p_2 = p_1 (v_1 / v_2)^k = 1,50 (1/5)^{1,4} = 0,16 \text{ MN/m}^2.$$

Temperatuur paisumisprotsessi lõpul (valem $T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1} = (p_2/p_1)^{(k-1)/k}$)

$$T_2 = T_1 (v_1/v_2)^{k-1} = 573 (1/5)^{1,4-1} = 300^0 \text{K}.$$

Paisumisprotsessis sooritatud mehaaniline töö valemi

$$(L = (R/k-1) (T_1-T_2) = (1(k-1) (p_1v_1-p_2v_2) = (RT_1/k-1) [1-(T_2/T_1)]) \text{ järgi}$$

$$L = 1/k-1 (p_1V_1 - p_2V_2) = 1/1,4-1 (1,50 \cdot 10^6 \cdot 0,44 - 0,16 \cdot 10^6 \cdot 2,20) = 7,86 \cdot 10^5 \text{ J} = 786 \text{ kJ}.$$

ja tehniline töö (valem $L_t = kL$)

$$L_t = kL = 1,4 \cdot 786 = 1100 \text{ kJ}.$$

4. Polütroopne protsess. Rõhk protsessi lõpul (valem $p_2/p_1 = (v_1/v_2)^n$)

$$p_2 = p_1 (v_1/v_2)^n = 1,50 (1/5)^{1,6} = 0,11 \text{ MN/m}^2.$$

Temperatuur protsessi lõpul

$$T_2 = p_2V_2 / mR = 0,11 \cdot 10^6 \cdot 2,20 / 4 \cdot 287 = 216^0 \text{K}.$$

Protsessis sooritav töö

$$L = 1/n-1 (p_1V_1 - p_2V_2) = 1/1,6-1 (1,50 \cdot 10^6 \cdot 0,44 - 0,11 \cdot 10^6 \cdot 2,20) = 6,90 \cdot 10^5 = 690 \text{ kJ}.$$

Siseenergia muutus

$$\Delta U = mc_v (T_2-T_1) = 4 \cdot 0,72 \cdot (216-573) = -1028 \text{ kJ}.$$

Protsessist osavõttev soojushulk valemi ($Q = \Delta U + L$) põhjal

$$Q = \Delta U + L = -1028 + 690 = -338 \text{ kJ}.$$

5.10. Mõned tuletõrje alased ülesanded

Tulekahjul on erinevaid termodünaamilisi protsesse. Teatud lähendusastmega võib reaalselt protsessi lugeda isotermseks, adiabaatseks või polütroopseks ning arvutustel rakendada neid võrrandeid, mis on iseloomulikud eeltoodud protsessidele.

Näiteks plahvatust võib lugeda gaasi adiabaatseks paisumisprotsessiks ning kasutada protsessi võrrandit (78) ja töö võrrandit (81) hoonet purunemise eest kaitsvate väljalöögi paneelide mõõtmete arvutamisel.

Aeglasemalt paisuvate gaaside protsesse võib pidada polütroopseteks ning gaaside paisumistööd saame arvutada valemiga (84). Gaaside ja aurude kuumutamist kinnises anumal võib käsitleda isohoorse protsessina ning kasutada võrrandit (69) tuleohutuse seisukohalt olulise lõpprõhu või lõpptemperatuuri arvutamisel.

Termodünaamika esimene seadus on energia jäävuse seadus, seepärast on võrrandid (62), (62a), (66) kasutatavad kõikide, sealhulgas tuleohutusega seotud soojusarvutuste puhul.

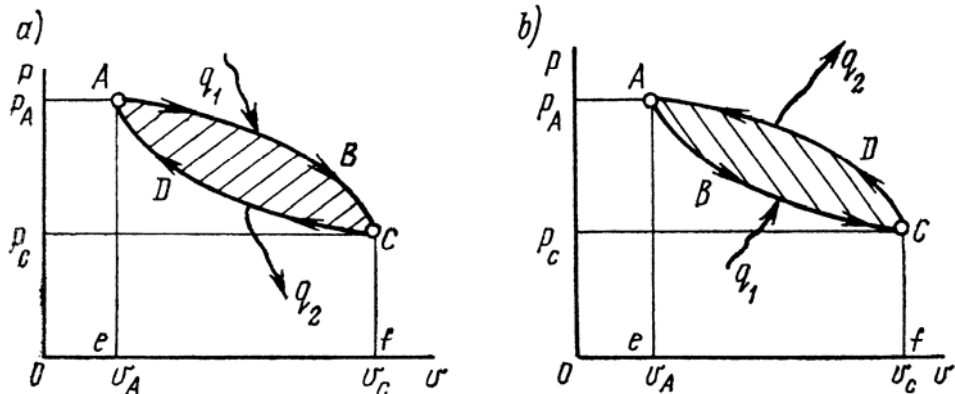
Teatud massiga aine kuumutamisel temperatuurilt T_1 temperatuurini T_2 vajaliku soojushulga leidmisel kasutame võrrandeid (71), (72), (75). Samade võrrandite alusel, teades soojushulka, saame määrata temperatuuri tõusu ΔT või T_2 ning teha tuleohutuse alaseid järeldusi. Võrrandite (62a) ja (57) koos kasutamisel saame arvutada gaasi poolt tehtavat tööd, ilma tugevusjõude ja teisi mehaanilisi tegureid määramata.

Võrrandite (66), (65) ja (70) abil saame määrata tulekahju korral balloonides ja muudes mahutites Δp ning teha järeldusi plahvatuse-ja tuleohu kohta.

6. TERMODÜNAAMILISED TSÜKLID. RINGPROTSESSID

6.1. Ringprotsessi ja pöördringprotsessi mõiste. Ringprotsessi termiline kasutegur

Soojusjõumasinas muudetakse soojus kasulikuks tööks termodünaamilise keha paisumisel. Soojusjõumasina katkematu töö tagamiseks lastakse termodünaamilisel kehal algul paisuda ning pärast seda taastatakse komprimeerimisprotsessiga keha algolek. Seejuures peab komprimeerimisprotsessis tarbitav töö olema väiksem paisumisprotsessis sooritatud tööst. Vastasel juhul soojusjõumasinas kasulikke tööd ei tehta. Selliseid termodünaamilisi protsesse, kus termodünaamiline keha perioodiliselt paisub ning komprimeerimisprotsessiga taastatakse ta algolek, nimetatakse ringprotsessideks. Ringprotsessid väljenduvad nii pv-kui ka Ts-diagrammil kinniste kontuuridena.



Joonis 13. a) ringprotsess ja b) pöördringprotsess (nt külmutusseadmetes).

Ringprotsess: Toimingu termodünaamilise keha (gaasi) oleku muutused joonisel 13a kujutatud ringprotsessi tsükli noolega näidatud suundades. Lõigul ABC gaas paisub, erimaht suureneb v_A -lt v_B -ni. Järelikult on gaasi paisumistöö positiivne ja kujutletav pindalana $\square eABCf$. Selle töö sooritamiseks vajab gaas soojust q_1 . Lõigul CDA gaas surutakse välisjõuga kokku (komprimeeritakse) esialgse olekuni, siin tehtav töö on negatiivne ning kujutletav pindalana $\square fCDAe$, kusjuures süsteem annab ümbritsevale keskkonnale soojushulga q_2 . Summaarne töö on siinjuures positiivne (paisumistöö on suurem komprimeerimistööst) ning väljendub joonisel viirutatud pindalana $\square ABCDA$.

$$l_{ts} = \square eABCf - \square fCDAe = \square ABCDA$$

Süsteemi poolt tarbitud soojushulk on $\Delta q = q_1 - |q_2|$ ning sellele vastab sooritatud töö suurus. Siin toimus soojuse muundumine mehaaniliseks tööks. Ringprotsessides saavutab termodünaamiline keha perioodiliselt iga tsükli järel tagasi oma algoleku. Siseenergia muutus ringprotsessis võrdub nulliga. $\Delta U = 0$, siis termodünaamika esimesest seadusest järeldubki, et ringprotsessis sooritatud töö võrdub ringprotsessi juhitud ja ringprotsessist eemaldatud soojushulkade vahega.

$$l_{ts} = q_1 - q_2$$

Ringprotsesse, mis toimuvad eelkirjeldatule vastupidises suunas, nimetatakse pöördringprotsessideks.

Pöördringprotsessis toimub gaasi paisumine madalamal rõhul kui kokkusurumine (komprimeerimine) (joonis 13b), positiivne paisumistöö ($\square eABCf$) on väiksem negatiivsest komprimeerimistööst ($\square fCDAe$). Siin on tsükli summaarne töö negatiivne (viirutatud $\square ABCDA$), st tööd ei teinud süsteem vaid välisjõud sooritasid lisatöö süsteemi suhtes. Kuna gaas paisus palju madalamal rõhul, siis paisumiseks vajalik soojus q_1 saadi suhteliselt külmemalt kehalt ning komprimeerimissoojus q_2 siirdus esimese kehaga võrreldes kõrgema temperatuuriga kehale.

Seega on pöördringprotsess selline, kus kulutatud töö arvel läheb soojus üle külmemalt kehalt soojemale kehale. Pöördringprotsesse kasutatakse külmutusseadmetes.

Ringprotsessid võivad toimuda kas tagastatavalt või tagastamatult. Tagastatavates ringprotsessides on termodünaamiline keha kogu protsessi vältel termilises ja mehaanilises tasakaalus. Edaspidi käsitletakse peamiselt tagastatavaid ringprotsesse.

Ringprotsessis sooritatud kasuliku töö l ja ringprotsessi juhitud soojushulga q_1 suhet nimetatakse ringprotsessi termiliseks kasuteguriks. Ringprotsessi termiline kasutegur on:

$$\eta_t = l_{ts} / q_1 = (q_1 - q_2) / q_1 = 1 - q_2 / q_1. \quad (88)$$

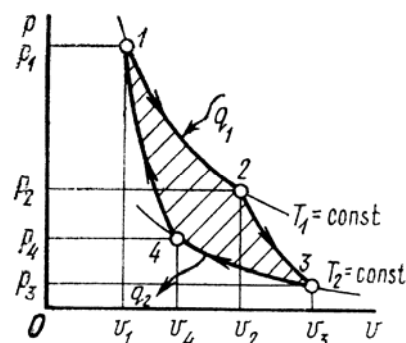
Ringprotsessi termiline kasutegur väljendab soojuse mehaaniliseks tööks muundumise efektiivsust. Mida kõrgem on vaadeldava ringprotsessi termiline kasutegur, seda suurem kogus ringprotsessi juhitud soojusest muundub mehaaniliseks tööks.

Kasuteguri suurus oleneb protsessidest ja nende läbiviimise tingimustest. Esimene olendus tuleneb sellest, et erinevad protsessid annavad erineva suurusega töid (vt 5. osa: Termodünaamilised protsessid). Protsessi läbiviimise tingimuste mõju on selline:

Mida väiksem on energiakaotus ja mida lähemal on töötava keha temperatuur soojusallika (T_1) või jahutaja (T_2) temperatuurile, seda kõrgem on kasutegur.

6.2. Carnot' ringprotsess ja tema termiline kasutegur

Analüüsitud mitmeid ringprotsesse, esitas prantsuse füüsik ja insener *Nicolas Leonard Sadi Carnot* 1824. a suurepärase ringprotsessi idee, mille teostamiseks on piisav kahe erineva temperatuuriga keha olemasolu süsteemis. Carnot' ringprotsessi koostisosadeks on kaks isotermset ja kaks adiabaatset protsessi (joonis 14).



Joonis 14. Carnot' ringprotsess.

Termodünaamiline keha (gaas) paisub isotermset suuimal rõhul p_1 ja temperatuuril T_1 (protsessi lõik 1-2, $T_1 = \text{konst}$) sooritades töö $[l_{1,2} = RT_1 \ln(v_1/v_2)]$ ja saab soojusallikalt soojushulga q_1 . Protsessi osa 2-3 on adiabaatne ($\Delta q = 0$), gaas sooritab töö siseenergia arvel (82), mistõttu temperatuur alaneb T_1 -lt T_2 -ni. Protsessi osa 3-4 on jälle isotermne, gaas komprimeeritakse $T_2 = \text{konst}$ tingimustes ning sooritatud töö on negatiivne ($l_{3,4} = -RT_2 \ln(v_3/v_4)$), kuna komprimeerimisel gaas kuumeneb, siis tingimuse $T_2 = \text{konst}$ täitmiseks peame eemaldama soojushulga q_2 jahutajale. Protsessi osa 4-1 on gaasi adiabaatne komprimeerimine ($\Delta q = 0$) ning gaasi poolt sooritatud töö on negatiivne, selle komprimeerimise osa lõpul gaasi temperatuur ja rõhk suurenevad algväärtusteni (p_1, T_1) ning gaas (töötav keha) on algolekus tagasi: süsteem on läbinud ühe täistsükli (ringi).

Carnot' ringprotsessi juhitud soojushulk on:

$$q_1 = \Delta s T_1 \text{ ja ringprotsessist eemale juhitud soojushulk on } q_2 = \Delta s T_2.$$

Süsteemi poolt sooritatud töö avaldub p-v diagrammil (joonis 14) viirutatud pindalana $\square 12341$.

Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur on:

$$\eta_c = 1 - q_2 / q_1 = 1 - T_2 / T_1, \quad (89)$$

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

Tagastatavates protsessides on soojushulk võrdne sooritatud tööga:

$$q_1 = RT_1 \ln(v_2/v_1) \text{ ja } q_2 = RT_2 \ln(v_3/v_4).$$

Tõestatud on, et $\ln(v_2/v_1) = \ln(v_3/v_4)$. Selleks on vaja kirjutada adiabaatiliste protsesside 2-3 ja 4-1 võrrandid $Tv^{k-1} = \text{konst}$ kujul ja teineteisega läbi jagada, saadakse:

$$v_2/v_1 = v_3/v_4.$$

Asetades valemisse (89) q_1 ja q_2 väärtused ja taandades $R \ln(v_2/v_1)$ -ga saamegi

$$\eta = 1 - T_2 / T_1. \quad (90)$$

siit tuleneb Carnot' teoreem:

Carnot' ringprotsessi (tsükli) termiline kasutegur oleneb ainult soojusallika temperatuurist T_1 ja jahutaja temperatuurist T_2 ega olene töötava keha omadustest.

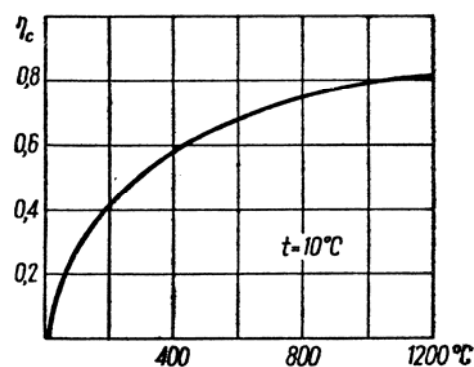
Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur on määratud ainult protsessi minimaalse (T_2) ja maksimaalse (T_1) absoluutse temperatuuri suhtega. Mida suurem on erinevus soojusallika ja jahutaja temperatuuri vahel, seda kõrgem on Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur, seda suurem protsessi juhitud soojushulgast q_1 muudetakse ringprotsessis mehaaniliseks tööks ning seda väiksem soojushulk antakse üle jahutajale. Ringprotsessi juhitud soojushulk muutuks täielikult mehaaniliseks tööks ($l = q_1, q_2 = 0$) ainult juhul, kui jahutaja temperatuur $T_2 = 0^{\circ}\text{K}$. Vastavalt W. Nernsti soojuse teoreemile pole absoluutset nulltemperatuuri võimalik teoreetiliselt ega praktiliselt saavutada, mistõttu alati $\eta_c < 1$. Kui oleks võimalik saavutada absoluutsest nullist madalamat temperatuuri ($T_2 < 0$), osutuks Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur suuremaks ühest, mis on aga vastuolus termodünaamika esimese seadusega.

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

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

Uurides Carnot' ringprotsessi soojusallika temperatuuri mõju kasutegurile juhul kui jahutaja temperatuur $t_2 = 10^{\circ}\text{C}$ (joonis 14a) selgus, et termodünaamilise keha temperatuuri tõstmisel näiteks 200°C -lt 1200°C -ni Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur suureneb ligikaudu kaks korda.

Joonis 14a. Carnot' ringprotsessi termilise kasuteguri sõltuvus soojusallika temperatuurist.



Võrrandist (89) järeldub, et soojusallika ja jahutaja temperatuuri muutuse mõju Carnot' ringprotsessi kasutegurile on erinev. Selle tõestamiseks diferentseeritakse Carnot' ringprotsessi kasuteguri avaldist temperatuuri T_1 järgi ning sealt tuleneb, et soojusallika temperatuuri muutus avaldab kasutegurile väiksemat mõju kui jahutaja temperatuuri muutus.

Maksimaalne T_1 väärtus tavajõumasinate on $1\ 000\text{--}2\ 000\ \text{K}$, raketimootorites kuni $4\ 000\ \text{K}$.

Loomulikult on siin tegemist termiliselt väga vastupidavate materjalidega ning mootorite tööga pole eriti pikk. Jahutusagentideks on tavaliselt atmosfääri õhk ja vesi.

Carnot' ringprotsess, omades antud tingimustes maksimaalset termilist kasutegurit, on kõige ideaalsemaks ringprotsessiks ja seetõttu võetakse ta aluseks kõigi ülejäänud ringprotsesside võrdlemisel. Mida lähdamal on antud termodünaamiline ringprotsess Carnot' ringprotsessile, seda täiuslikumalt toimub temas soojuse muundumine mehaaniliseks tööks, s.t seda suuremat termilist kasutegurit ta omab.

Tuletatud Carnot' ringprotsessi termilise kasuteguri valem kehtib tagastatava ringprotsessi korral. Tagastamatus ringprotsessis saadav töö on alati väiksem tagastatavas ringprotsessis saadud tööst ning tegelikult toimuvad kõik realiseeritavad ringprotsessid tagastamatult, mis tõttu nende kasutegurid osutuvad tagastatavate ringprotsesside kasuteguritest madalamateks.

Carnot' ringprotsess, olles küll kõige täiuslikumaks ringprotsessiks, pole mitmetel tehnilistel põhjustel praktiliselt realiseeritav. Seetõttu on Carnot' ringprotsess vaid soojusjõumasinate töö analüüsi lähtekohaks.

Kui Carnot' ringprotsessi suunda muuta vastupidiseks, siis nimetatakse seda *Carnot' pöördringprotsessiks*. Termodünaamiline keha paisub algolekust adiabaatselt temperatuurini T_2 , sellele järgneb isotermne paisumine, mille jooksul termodünaamilisele kehale antakse üle soojushulk q_2 .

Adiabaatse komprimeerimisega tõstetakse termodünaamilise keha temperatuur tema algväärtuseni T_1 . Järgneval isotermilisel komprimeerimisel eemaldatakse kehast soojushulk q_1 . Vastavalt termodünaamika esimesele seadusele võrdub Carnot' pöördringprotsessis tarbitud töö protsessi juhitud ja protsessist eemaldatud soojushulkade vahega:

$$-l = q_2 - q_1.$$

Carnot' pöördringprotsessi vahendusel on võimalik soojust üle kanda madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale, kuid selleks tuleb teha välistööd.

6.3. Termodünaamika teine seadus

Ringprotsesside analüüsist nähtub, et ringprotsessis saame positiivse töö tarbitud soojuste q_1 arvel, ent seejuures peame tingimata osa soojustest q_2 andma jahutajale. Pöördringprotsessi puhul võime võtta soojushulga q_2 külmemalt kehalt ja anda soojushulga q_1 palju kuumemale kehale, kuid siis peab olema süsteemiväline töösooritus, mis muundub soojusteks:

$$\Delta q = q_1 - |q_2|.$$

Soojuste ülekande protsessid ühelt temperatuuritasandilt teisele on vältimatult seotud termodünaamilise süsteemi tööga ringprotsessis.

Reaalsed protsessid on tasakaalus mitteolevad ja pöördumatud, mistõttu nad toimuvad ainult kindlates suundades. Katsed kinnitavad, et soojus läheb alati kõrgema temperatuuriga kehalt madalama temperatuuriga kehale ning kõrgema rõhuga süsteem sooritab töö väiksema rõhuga süsteemi suunas. Teame, et reaalses tingimustes tehtava töö puhul põhjustab hõõrdumine teatava osa töö muundumise soojusteks. Soojuse muundumine tööks ringprotsessil leiab aset ainult kahe keha temperatuurierinevuste puhul termodünaamilise süsteemi vahendusel.

Vaadeldavad protsessid näitavad töö ja soojuste kui energia vahetuse erivormide kvantitatiivset mittevõrdvärsust. See avaldub ainult pöördumatutes protsessides. Soojus (molekulide kaootiline liikumine) on vähem täiuslikum energiavahetuse vorme, mistõttu töö (molekulide korrapärane liikumine) muundub pisimagi protsessi tasakaalu rikkumise korral iseeneslikult soojusteks.

Mehaanilise töö muutmine soojusteks ei paku mingeid praktilisi raskusi. Soojuse muundamine mehaaniliseks tööks on aga palju keerukam. Isegi Carnot' ringprotsessis, kus termiline kasutegur on antud tingimustel suurim, ei muundu kogu protsessi antud soojus tööks. Osa protsessi antud soojustest q_1 tuleb paratamatult suunata madalama temperatuuriga kehale. q_2 Soojuse muutmine mehaaniliseks tööks eeldab temperatuuride vahe olemasolu. Vastasel korral, ükskõik kui suur soojushulk meil ka kasutada oleks, mehaaniliseks tööks seda muuta ei ole võimalik.

Toodud järeldused ei kehti mitte ainult Carnot' ringprotsessi, vaid kõigi ringprotsesside kohta, sest iga meelevaldne ringprotsess lahutub elementaarseteks Carnot' ringprotsessideks.

Kõigil looduses toimuvatel protsessidel on tung tasakaalustuda. See on omane ka soojuslikele protsessidele, mis väljendub selles, et isoleeritud süsteemis kulgevad nad alati entroopia suurenemise suunas.

Soojus suundub alati iseenesest kõrgema temperatuuriga kehalt madalama temperatuuriga kehale.

Soojusliku tasakaalu olukorras kehade temperatuurid on võrdsed ning nende vahel ei esine soojusvahetust. Selleks et suunata soojust madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale, tuleb kulutada välist tööd (Carnot' pöördringprotsess).

Eelpoolõeldu väljendab soojuste põhiomadusi, mida tuntakse termodünaamika teise seadusena.

Termodünaamika teine seadus omab mitmesuguseid formuleeringuid.

Toome nendest mõningaid:

1. Soojus ei siirdu iseenesest madalama temperatuuriga kehalt kõrgema temperatuuriga kehale.
2. Soojuse muundamisel mehaaniliseks tööks peame soojusallika kõrval omama ka jahutajat, s.o soojus on muudetav mehaaniliseks tööks temperatuuride vahe olemasolul.
3. Kõige madalama temperatuuriga keha antud kehade süsteemis ei või olla soojusallikaks.
4. Ringprotsessis ei ole võimalik kogu olemasolevat soojust muuta mehaaniliseks tööks.
5. Tagastamatutes ringprotsessides entroopia suureneb.

Seega on võimatu luua ka „igavene jõumasin“, st selline, mis töötaks ainult soojusallikaga: sooritades tööd saadava soojuste (q_1) arvel ilma soojust eemaldamata (q_2), st temperatuuride erinevust (T_1-T_2) omamata. Sellise „jõumasina“ soojusallikaks oleks näiteks ookeanivee soojus, puudub aga madalamatemperatuuriline keha (jahutaja) ja termodünaamiline süsteem, mis ringprotsessis oleks võimeline tööd sooritama.

6.4. Entroopia kasv reaalses protsessides

Mittetasakaalus olevate protsesside iseloomustavaks jooneks on iseeneslik ja vältimatu töö muundumine soojuseks. Soojus läheb iseeneslikult kuumematelt kehadelt jahedamatele. Seejuures kaotavad kuumad kehad oma „töövõime“ – anda energiat töö kujul teistele kehadele. See töövõime kaotus on seotud kehade oleku muutusega, seega on ta oleku funktsiooniks. Selle funktsiooni olemasolule juhtis tähelepanu esmakordselt saksa füüsik *Rudolf Julius Emanuel Clausius* (1852).

Igal termodünaamilisel süsteemil on üks füüsikaline suurus (entroopia), mis iseloomustab süsteemi energia muutuse suhet tema keskmisse temperatuuri. Tasakaalu protsesside entroopia muutus leiab aset ainult energia ülekandes soojusena.

Entroopia (s) põhiomadus seisneb tema muutumises soojusvahetuses.

Entroopia muutus Δs on seotud üleantava soojushulgaga.

$$\Delta q = T \Delta s \quad (91)$$

Entroopiat ei saa mõõta, ei saa määrata tema nullväärtust. Kasutades võrrandit (91) saame määratleda vaid termodünaamilise süsteemi entroopia muutust:

$$\Delta s = \Delta q / T = \Delta q / T. \quad (92)$$

See võrrand kehtib ainult tasakaaluprotsesside puhul. Tasakaalustamata protsessidel osa tööst muundub tingimata soojuseks, mille arvel süsteemi entroopia täiendavalt suureneb.

Seega mittetasakaalus olevatel protsessidel on entroopia suurenemine alati suurem kui tasakaalus olevate protsesside puhul. (Tasakaalustamata protsesside entroopia kasvu printsiip).

Matemaatiliselt väljendub mittetasakaalu protsessi entroopia muutus võrratusena:

$$\Delta s_{\text{mtp}} > \Delta q / T. \quad (93)$$

Ühendades võrrandid (92) ja (93) saame termodünaamika teise seaduse väljenduse entroopia muutuse kaudu:

$$\Delta s \geq \Delta q / T. \quad (94)$$

Võrdusmärk kehtib tasakaalu (tagastatavate) protsesside puhul ja võrratusmärk – tagastamatute protsesside puhul.

Isoleeritud süsteemis reaalses tagastamatus ringprotsessis entroopia kasvab, tagastatava (tasakaalu) protsessi puhul jääb konstantseks.

Olgu isoleeritud süsteemis kaks keha erineva temperatuuriga. Kehade vahelise soojusliku kontakti korral toimub tasakaalustamata soojusvahetus. Kogu selle süsteemi entroopia muutus on võrdne kehade entroopia muutuste summaga:

$$\Delta s_s = \Delta s_1 + \Delta s_2 = -\Delta q / T_1 + \Delta q / T_2 = \Delta q (1 / T_2 - 1 / T_1). \quad (95)$$

kus Δq on kehalt 1 kehale 2 üleantud soojushulk.

Kuna $T_1 > T_2$, siis $\Delta s_s > 0$, sest isoleeritud süsteemi entroopia suureneb pöördumatu soojusevahetuse olemasolul. Kehade 1 ja 2 vahelise tasakaalulise soojusvahetuse tingimuseks on Carnot' ringprotsessi sooritava termodünaamilise süsteemi olemasolu. Keha 1 annab soojushulga Δq_1 ning entroopia muutus on

$$\Delta s_1 = -\Delta q / T_1.$$

Keha 2 saab soojushulga Δq_2 ning tema entroopia muutus on

$$\Delta s_2 = \Delta q / T_2.$$

Süsteemi töötava keha entroopia muutus on null, kuna ringprotsessi läbimisel on töötva keha parameetrid samad kui algolekus. Kogu süsteemi entroopia muutus on

$$\Delta s_s = \Delta s_1 + \Delta s_2 = -\Delta q_1 / T_1 + \Delta q_2 / T_2. \quad (96)$$

Carnot' ringprotsessi termilise kasuteguri võrrandeist (89) ja (90) saame:

$$1 - q_2/q_1 = 1 - T_2/T_1 \quad \text{või} \quad q_1/T_1 = q_2/T_2.$$

Saadud taandatud soojus q_1/T_1 on võrdne antud taandatud soojusega q_2/T_2 , järelikult on absoluutväärtustelt kehade 1 ja 2 entroopia muutused võrdsed, seega kogu süsteemi (95) entroopia muutus on null $\Delta s_s = 0$.

Tasakaalu protsessidel isoleeritud süsteemi entroopia jääb muutumatuks ($\Delta s_s = 0$; $s = \text{konst}$).

Seega tagastamatutes ringprotsessides termodünaamilise keha entroopia suureneb.

Vaatleme veelkord entroopia muutust isoleeritud süsteemis.

Olgu antud isoleeritud termodünaamiline süsteem, mis koosneb soojusallikast ja jahutajast ning nende baasil töötavast soojusjõumasinast. Soojusjõumasina töötamisel vastavalt Carnot' ringprotsessile soojusallika entroopia väheneb q_1/T_1 ja jahutaja entroopia suureneb q_2/T_2 võrra.

Tagastatava protsessi olemasolul $q_1/T_1 = q_2/T_2$ tagastamatu protsessi korral aga $q_1/T_1 < q_2/T_2$.

Kui isoleeritud süsteemis toimuvad tagastamatud ringprotsessid, siis süsteemi entroopia suureneb. Kuna reaalsed ringprotsessid on kõik tagastamatud, siis järelikult kasvab isoleeritud süsteemi entroopia pidevalt. Isoleeritud süsteemi entroopia kasvuga kaasneb aga tema tööhõive kahanemine, kuigi süsteemi koguenergia jääb seejuures kvantitatiivselt muutumatuks. Toimub energia kvalitatiivne muutumine – energia degradeerub, minnes üle madalama temperatuurilise potsentsiaaliga energiaks.

R. Clausius, vaadeldes universumit kui isoleeritud süsteemi, väljendas mõtte, et tema (universumi) entroopia kasvab pidevalt ning läheneb maksimaalsele väärtusele, millega kaasneb kogu energia täielik degradatsioon. Selle tulemusena saabub nn „soojuslik surm“. R.Clausiusi mõte on idealistlik ja seetõttu vastuolus materia materialistliku definitsiooniga. Ta näeb universumis toimuvaid protsesse ainult ühesuunalistena (entroopia suurenemise suunas). Kuid tegelikult võivad samaaegselt kogu universumi ulatuses toimuda vastassuunalised protsessid entroopia vähenemise suunas.

Entroopia vähenemise suunas toimuvaid protsesse ennustas austria füüsik *Ludwig Eduard Boltzmann*, kes seostas isoleeritud termodünaamilise süsteemi entroopia kasvamise tõenäosusteooriaga. Vastavalt sellele võib tekkida olukordi, olgugi et väga väikese tõenäosusega, kus süsteemi entroopia väheneb. L. Boltzmanni ideede õigsust kinnitavad ka mitmete teadlaste tööd.

6.5. Sisepõlemismootorite ringprotsessid

Üheks soojusjõumasinate tüübiks on sisepõlemismootorid. Sisepõlemismootorite elemendiks, kus toimub soojuse protsessi juhtimine (kütuse põlemine) ning tööks muundamine termodünaamilise keha paisumisprotsessis, on mootori silinder. Ringprotsessi termiline kasutegur on seda suurem, mida kõrgem on ringprotsessi maksimaalne temperatuur (soojuse protsessi juhtimise temperatuur).

Seetõttu on sisepõlemismootorites termodünaamilise kehana sobiv kasutada kütuste põlemisel saadavaid gaase.

Antud maksimaalse ja minimaalse temperatuuri intervallis omab Carnot' ringprotsess maksimaalset termilist kasutegurit. Konstruktiiivse keerukuse tõttu on Carnot' ringprotsessil töötava sisepõlemismootori ehitamine seotud suurte raskustega. Näiteks, kui valida ringprotsessi maksimaalseks temperatuuriks 1800°C ja minimaalseks temperatuuriks 15°C , osutub, et Carnot' ringprotsessi töötava mootori silindris peab esinema rõhk suurusjärgus 300 MN/m^2 (seejuures oleks mootori kompressiooniaste $\epsilon=400$). Tänapäeva sisepõlemismootorite silindrites ei ületa gaasi rõhk 5 MN/m^2 . Peale mainitu teeks isotermiline soojuse protsessi viimine Carnot' ringprotsessi töötava mootori aeglasekäiguliseks. Tähendatud põhjustel ei juhita kaasaegsetes mootorites soojust protsessi mitte isotermiliselt, vaid isohoorselt, isobaarselt või isohoor-isobaarselt.

Teoreetiliste ringprotsesside analüüs võimaldab hinnata mootori tööprotsessi termodünaamilist täiuslikkust, st näitab võimalused soojuse täielikumaks muutmiseks mehaaniliseks tööks.

Sisepõlemismootorite ringprotsesside vaatlemisel oletame, et nad toimuvad konstantset erisoojust omavate ideaalsete gaasidega ja nad on tagastatavad. Tegelikult aga leiavad sisepõlemismootorites aset tagastamatud ringprotsessid, mis on põhjustatud hõõrdumise ja soojusvahetuse olemasolust.

Oletame, et termodünaamiline keha mootori silindris ei vahetu. Tegelikult eemaldatakse põlemisgaasid silindrist paisumisprotsessi lõpul ning imemistaktil täidetakse silinder uuesti. Samuti, tegemata suurt viga, võime jätta arvestamata ka termodünaamilise keha keemilise koostise muutumise tööakti ajal.

Kolviga sise põlemismootori termodünaamiline tsükkel

Otto ringprotsessil töötavates mootorites kasutatakse kergeid vedelaid ja gaasilisi kütuseid (bensiin, propaan jt). Esimese sellise ringprotsessil töötava mootori ehitas saksa leidur ja ettevõtja *Nikolaus August Otto* 1876. aastal. Mootor töötab gaaskütel.

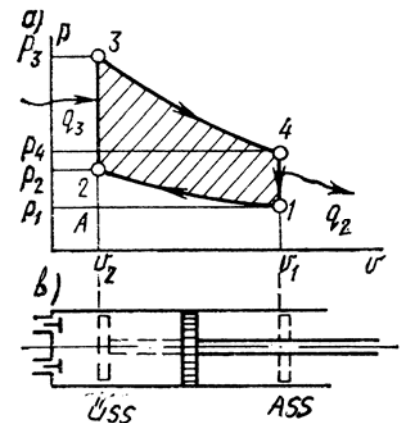
Ringprotsessi, kus soojust juhitakse protsessi püsival mahul, nimetatakse Otto ringprotsessiks.

Soojuse sissejuhtimisel jääval ruumalal

Tänapäeval enamlevinud sise põlemismootorid töötavad soojuse sisseviimisega jääval ruumalal.

Soojus q_1 siseneb kütuse ja õhu segu süütamisel igas mootori kolvis teatud ajal. Kolvi liikumist ülemisest surnud seisust (ÜSS) alumisse surnud seisule (ASS) nimetatakse taktiks. Neljataktilisel mootoril toimub täistsükkel kolvi nelja takti jooksul, kahetaktisel mootoril – kahe takti jooksul.

Vaatleme 4-taktilises sise põlemismootoris toimuvaid protsesse joonisel 15 toodud diagrammil p-v koordinaatides. Abtsissteljele on kantud töötava keha erimaht (maht oleneb kolvi asendist) ja ordinaatteljele – absoluutne rõhk silindris.



Joonis 15. Sise põlemismootori a) ideaaltsükkel ja b) skeem soojuse juhtimisel protsessi püsival mahul.

Mootori ideaaldiagrammil on kujutatud järgnevad protsessid:

- A-1 – töösegu sisseimemine silindrisse jääval rõhul, praktiliselt atmosfääri rõhul, segu parameetrid (p, v, T) ei muutu; A-1 joon ei ole oleku muutumisega seotud;
- 1-2 – segu kokkusurumine (komprimeerimine), seda võib lugeda adiabaatseks protsessiks, sest kokkusurumise ajal ei jõua segu anda kolvi seintele suurt soojushulka; nüüd segu olek muutub (maht väheneb, rõhk ja temperatuur tõusevad);
- 2-3 – soojushulga q_1 sissejuhtimine jääva mahu tingimustes $v=0$ (küttesegu põlemine); segu muudab olekut, rõhk ja temperatuur kasvavad järsult;
- 3-4 – põlemissaaduste (põlemisgaaside) paisumine, seda võib lugeda adiabaatseks protsessiks; löök 3-4 näitab gaasi oleku muutusi;
- 4-1 – soojushulga q_2 eemalejuhtimine; faktiliselt on see väljalase – põlemisgaaside atmosfääri paiskamine, siinjuures eemaldub gaasimassiga ka soojus; faktiliselt on protsess diagrammil tinglikult asendatud isohoorsega ($v = \text{konst}$), kuna mõlematel protsessidel ei tehta tööd kolvi liikumiseks ning äraantavad soojushulgad on ka võrdsed;
- 1-A – põlemissaaduste jääkide väljapaikamine; siin gaasi olek ei muutu, seega 1-A ei ole oleku muutuse joon.

Arvestades kõiki mööndusi võib arvestada tsükli olemasoluga. Arvutusteks on vaja teada:

- töötava keha parameetreid punktis 1 enne kokkusurumist;
- surveastet (surveaste on mahtude vahe enne ja peale kokkusurumist) $\varepsilon = v_1/v_2$.

Kui arvestada sellega, et segu erisoojus ei olene temperatuurist, siis gaasile üleantav soojushulk protsessil 2-3 on valemi (71) vahendusel:

$$q_1 = c_v (T_3 - T_2),$$

soojushulk, mis protsessil 4-1 eemaldatakse

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1).$$

Tsükli termiline kasutegur $\eta = 1 - [(T_4 - T_1) / (T_3 - T_2)]$.

(97)

Ümberkirjutatult saame valemile (97) sellise kuju:

$$\eta = 1 - [T_1 (T_4/T_1 - 1) / T_2 (T_3/T_2 - 1)].$$

Arvestades, et adiabaatsetele protsessidele 1-2 ja 3-4 võime kirjutada võrrandi (77) ja $v_2=v_3$ ning $v_1=v_4$ (vt joonis 15), saame

$$\eta = 1 - T_1/T_2. \quad (98)$$

Adiabaatses protsessis 1-2

$$T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1} = \varepsilon^{k-1},$$

millest

$$T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}. \quad (99)$$

Võttes valemist (99) T_2 ja pannes selle (98)-sse, saame :

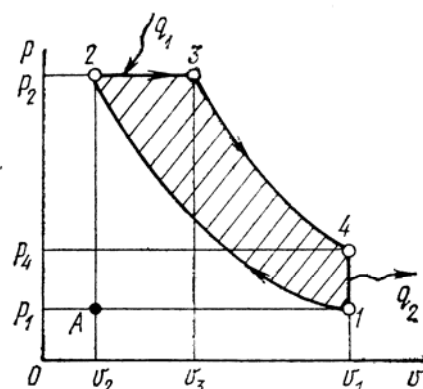
$$\eta = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}. \quad (100)$$

Tsükli termiline kasutegur soojuse isohoorsel sisseviimisel oleneb surveastmest ε ja töötava keha adiabaadi näitajast ($k=c_p/c_v$).

6.6. Sisepõlemismootorite teised tsüklid

Termodünaamiline ringprotsess (tsükkel) soojuse sisenemisel jääval rõhul on rakendatud diiselmootorites (ringprotsessi, kus soojust juhitakse protsessi püsival rõhul, nimetatakse *Dieseli ringprotsessiks*), kus kütuse sissepõletamine ja pihustamine toimub suruõhuga kolvi ülemises surnudseisu asendis (ÜSS).

Dieseli ringprotsessi puhul kasutatakse raskeid vedelkütuseid (nafta, diiselõli, solaarõli jt). Dieseli ringprotsessil töötavaid mootoreid nimetatakse aeglasekäigulisteks või kompressor-diiselmootoriteks. Esimese vedelkütusel töötava diiselmootori ehitas 1897. a saksa insener *Rudolf Diesel*. Selle tsükkel koosneb kahest adiabaadist, isobaarist ja isohoorist (joonis 16).



Joonis 16. Mootori töötsükkel soojuse sisseandmisel jääval rõhul.

Diiselmootori töötsüklid:

- 1-2 - adiabaatne kokkusurumine silindris;
- 2-3 - isobaarne paisumine sissepõletatud küttesegu põlemissoojuse q_1 arvel, nn eelpaisumine;
- 3-4 - adiabaatne paisumine;
- 4-1 - soojuse eemaldamine isohoorsel protsessil (väljalask).

Eelpaisumise 2-3 astet q leitakse mahtude suhtest $q = v_3/v_2$.

Kasutades eelpool käsitletud ringprotsessi kasuteguri määramise meetodikat jääval rõhul, saame

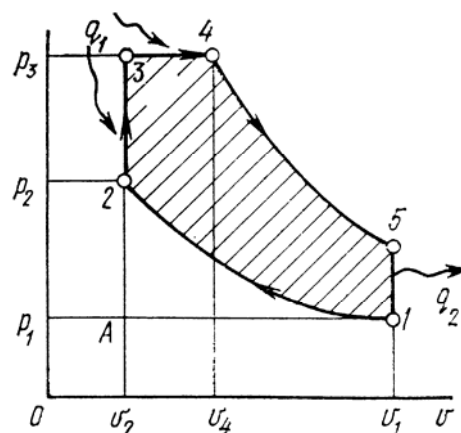
$$\eta = 1 - (1/\varepsilon^{k-1}) (q^k - 1) / [k (q - 1)], \quad (101)$$

kus ε – surveaste.

Ringprotsessi soojuse sissejuhtimisega erinevatel meetoditel kahest adiabaadist, kahest isohoorist ja isobaarist tuntakse *Trinkleri ringprotsessina*. Sellisel segaringprotsessil töötavaid mootoreid nimetatakse kiirekäigulisteks diiselmootoriteks (autodel, traktoritel). Segaringprotsessis nagu Dieseli ringprotsessiski

toimub kütuse süttimine isesüttimise teel. Kütus pritsitakse kõrgrõhupumpadega vastava kujuga põlemiskambritesse. Kütusena kasutatakse samu vedelkütuseid kui kompressor-dieelmootoriteski (joonis 17).

Joonis 17. Mootori töotsükkel soojuste sissejuhtimisel erinevatel meetoditel.



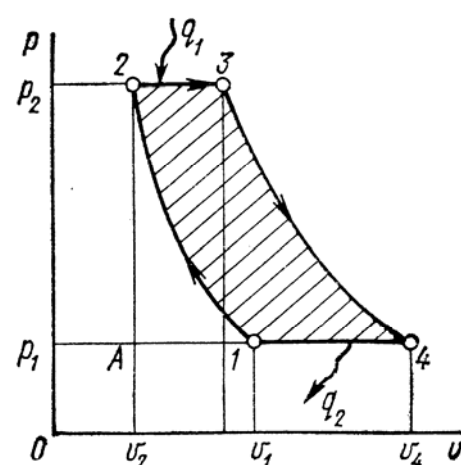
Soojus q_1 juhitakse sisse isohoorsel (2-3) ja isobaarsel (3-4) protsessil. Kasutegur on leitav selliselt:

$$\eta = 1 - [(1/\epsilon^{k-1}) (\lambda \rho^k - 1)] / [(\lambda - 1) + k\lambda (\rho - 1)], \quad (102)$$

kus $\lambda = p_3/p_2$ rõhu suurenemise aste peale kokkusurumist.

Valemist (102) on näha, et erandjuhul, kui $\rho=1$, läheb segameetodil soojuste sissejuhtimisega tsüklil üle soojuste isohoorse sissejuhtimisega tsüklile ja $\lambda=1$ puhul – soojuste isobaarse sissejuhtimisega tsüklile.

Tuletõrjeteenistuses on peale eelnimetatud sisepõlemismootorite tüüpide kasutusel ka turboreaktiivmootoreid. Nendel on õhu komprimeerimiseks mitmeastmeline telgkompressor, mis võib õhu kokku suruda väga kõrgete rõhkudeni. Töötava keha oleku muutusi sellise mootoritüübi korral on kujutatud joonisel 18.



Joonis 18. Turboreaktiivmootori termodünaamiline ringprotsess soojuste isobaarsel sissejuhtimisel.

Turboreaktiivmootori töotsüklid:

- 1-2 - õhu kokkusurumine kompressoris;
- 2-3 - kütuse põlemisel tekkiva soojuste isobaarne sisseviimine;
- 3-4 - põlemisgaaside paisumine ja liikumiskiiruse kasv düüsis;
- 4-1 - õhku paisatavate põlemisgaaside jahutamine keskkonna temperatuurini.

Termiline kasutegur on leitav:

$$\eta = 1 - 1 / \beta^{(k-1)/k},$$

kus $\beta = p_2/p_1$ – rõhu suurenemisaste,
 k – adiabaadi näitaja.

Termodünaamilise hinnangu andmiseks igale toodud näitele tuleb võrrelda nende kasutegureid Carnot' ringprotsessi kasuteguriga, mis on leitud selle ringprotsessi ekstremaaltemperatuuridel T_{\max} ja T_{\min} . Siinjuures tuleb arvestada, et igal juhul on Carnot' ringprotsessi termiline kasutegur suurem (98). Võrdlemisel tuleb iga vaadeldav ringprotsess asendada temaga ekvivalentse Carnot' ringprotsessiga keskmiste soojuste sisenemise- ja väljumistemperatuuridega. Termiline kasutegur üldjuhul

$$\eta_i = 1 - T_{2,i,cp} / T_{1,i,cp}$$

Tuleohutuse seisukohalt tuleb kasutada erinevaid sise põlemismootoreid. Samal ajal ei tohi unustada, et ebaõige ekspluatatsiooni korral võivad mootorid ka ise tuleohtlikud olla.

Mootori tüüpidest olenevalt võib lahendamisele tulla mitmesuguseid termodünaamilisi ülesandeid: leida vajalikku soojushulka ja kasutegurit (100), (101) ja (102).

Valemi (98) abil saame, teades küttesegu põlemistemperatuuri ja mootori kasutegurit, arvutada heitgaaside temperatuuri ja ajaühikus väljapaiskuvat soojushulka (97).

7. GAASIDE JA AURUDE VOOLAMINE JA DROSSELDAMINE

7.1. Gaaside ja aurude voolamise põhivõrrandid

Eespool vaadeldud termodünaamilistes protsessides oli termodünaamilise keha kiirus väga väike (kineetiline energia) ega avaldanud märgatavat mõju protsessile. Nüüd uurime selliseid termodünaamilisi protsesse, kus soojus muundatakse termodünaamilise keha kineetiliseks energiaks. Sellised protsessid on mitmesugustes soojustehnilistes seadmetes, näiteks gaasi- ja auruturbiinides, kompressorites, reaktiivmootorites jm. Nende voolamisprotsesside vaatlemisel oletame, et puudub soojusvahetus ja hõõrdumine voolava termodünaamilise keha ning teda ümbritseva kanali seinte vahel, st vaatleme tagastatavat adiabaatset (isoentroopset) voolamist.

Gaaside ja aurude voolamine on nende liikumine mööda kanalit ühest piirkonnast rõhuga p_1 teise piirkonda rõhuga p_2 . Kanaleid, mida mööda gaas voolab nimetatakse düüsideks või difuuseriteks. Kui voolamisel piki kanalit toimub gaasi liikumiskiiruse suurenemisel tema paisumine ja rõhu vähenemine – siis on tegemist düüsiga ja kui gaasi liikumiskiiruse vähenemisel toimub gaasi kokkusurumine ja rõhu suurenemine – siis on tegemist difuuseriga. Voolamise teooria tugineb termodünaamika esimesele seadusele ja gaasi (auru) joa katkematusle.

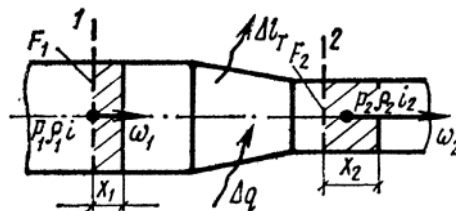
Termodünaamika esimene seadus liikuva gaasi massiühikule

Liikumatu gaasile kehtiv võrrand (66) on lihtsam, sest liikuvale gaasi massiühikule on kineetiline energia

$$e = \omega^2/2,$$

kus ω – on gaasi liikumiskiirus.

Vaatleme termodünaamilise süsteemina ühte kanali seinte suhtes liikumatute ristlõigete 1 ja 2 vahelist ala (joonis 19).



Joonis 19. Voolamise põhivõrrandi tuletamist selgitav skeem.

Gaasi voolamine peab olema statsionaarne. Statsionaarseks loetakse sellist voolamist, mille puhul gaasi parameetrid aja suhtes mistahes kanali ristlõiguses jäävad püsivateks.

Kanali ristlõigete 1 ja 2 vaheline voolu element vahetab läbi kanali seinte energiat soojuse Δq ja tehnilise töö Δl_t kujul juhul, kui toimub seinte ümberpaiknemine. Ristlõigete 1 ja 2 vahel toimub voolu elemendi masside vahetus. Iga sisenev massikilogramm suurendab süsteemi energiat $i_1 + \omega_1^2/2$ võrra ja iga eralduv kilogramm vähendab energiat $i_2 + \omega_2^2/2$ võrra (kus ω_1 ja ω_2 on gaasi voolamiskiirused ristlõigetel 1 ja 2; i_1 ja i_2 – entalpia). Üldise süsteemi energiamuutuse massiühikule saame kõikide mõjude energiamuutuste liitmisel:

$$\Delta e = \Delta q + (i_1 + \omega_1^2/2) - (i_2 + \omega_2^2/2) - \Delta l_t. \quad (103)$$

Kuna gaasivool on statsionaarne ja ei soorita tehnilist tööd, siis süsteemi energia ei muutu, st $\Delta e = 0$.

Sellisel juhul saame võrrandi (103) ümber kirjutada selliseks:

$$\Delta i = \Delta q - \Delta (\omega^2/2) - \Delta l_t, \quad (104)$$

kus $\Delta i = i_2 - i_1$ – gaasi erientalpia muutus ristlõigete 1 ja 2 vahel,

$\Delta (\omega^2/2) = (\omega_2^2/2 - \omega_1^2/2)$ – gaasi kineetilise eriennergia muutus ristlõigete 1 ja 2 vahel.

Võrrandid (103) ja (104) kujutavad endast termodünaamika esimese seaduse matemaatilist avaldist liikuva gaasi massiühikule. Kuna gaasivoolu kineetiline energia võib täielikult muunduda tööks, siis järgmist summat: $\Delta(\omega^2/2) + \Delta I_t = \Delta I_0$ nimetatakse olemasolevaks tööks.

Olemasolev töö on tehnilisest tööst suurem gaasivoolu kineetilise energia muutuse võrra.

Juhul kui $\Delta I_t = 0$ ja tegu on gaasi adiabaatsel voolamisega ($\Delta q = 0$) siis võrrandist (104) saame:

$$\Delta(\omega^2/2) = -\Delta i. \quad (105)$$

Gaasi adiabaatsel voolamisel ja tehnilist tööd tegemata on gaasivoolu kineetilise energia suurenemine võrdne entalpia vähenemisega. Võrrandit (104) nimetatakse ka *voolu energia võrrandi soojuslikuks kujuks*, kuna temas ei ole gaasi tihedust, rõhku ega teisi mehaanilisi suursi. Teda võib kirjutada ka sellisel kujul:

$$\omega_2^2/2 + p_2/\rho_2 = \omega_1^2/2 + p_1/\rho_1, \quad (106)$$

kus p_1 ja p_2 – rõhud ristlõigetel 1 ja 2,
 ρ_1 ja ρ_2 – gaasi tihedused.

Võrrand (106) on Bernoulli' võrrand, mis ei arvesta tehnilist tööd ega hõõrdetööd.

Kulu võrrand. Gaasi liikumisel kehtib massi jäävuse seadus. Gaasi statsionaarsel voolamisel väljendub see küllalt lihtsalt liikumiskiiruse ω , tiheduse ρ ja kanali ristlõike pindala F kaudu. Kui ristlõiget 1 (joonis 19) läbib aja τ vältel ja kiirusega ω_1 gaasi mass $m_1 = \rho_1 F_1 \omega_1 \tau$, siis ristlõiget 2 läbib mass $m_2 = \rho_2 F_2 \omega_2 \tau$. Massi jäävuse seaduse alusel $m_1 = m_2$, siis järelikult

$$\rho_1 F_1 \omega_1 = \rho_2 F_2 \omega_2 \quad \text{või} \quad \rho F \omega = \text{konst.} \quad (107)$$

Korrutis $\rho F \omega$ kujutab endast antud ristlõiget ajaühikus läbivat gaasi massi (kg/s) – massikulu.

Gaasi massikulu on kindlal voolurežiimil kõikides ristlõigetel jääv suurus. Võrrandit (107) nimetatakse *kuluvõrrandiks*.

Gaasi massiühiku katkematu (pideva) liikumise võrrand.

Gaasi massikulu püsivus igas ristlõikes lubab saada veel ühe väga olulise võrrandi. Kui diferentseerida võrrand (107) ja seejärel igat liiget jagada korrutisega $\rho F \omega$, saame võrrandi, mida nimetatakse katkematu ehk pidevuse võrrandiks.

$$\Delta \rho / \rho + \Delta F / F + \Delta \omega / \omega = 0 \quad (108)$$

Võrrandeid (104), (107) ja (108) kasutatakse kanalite geomeetrisel kujul mõju uurimisel gaasi voolamiskiirusele ja teistele parameetritele.

7.2. Voolamise kiirus

Gaasi statsionaarse voolamise kiirus ω muutub kanali ristlõike muutumisel. Kui lugeda gaasi tihedus jäävaks suuruseks, siis kuluvõrrandist (107) nähtub, et kanali kitsenemine suurendab voolu kiirust. Suurtel kiirustel aga gaasi tihedus muutub märgatavalt, seega ainult ühest võrrandist (107) ei piisa näitamaks kiiruse sõltuvust kanali ristlõike pindalast. Sel juhul kasutatakse võrrandeid (106) ja (108). Võrrandite (106) ja (108) koos lahendamine sellise arvestusega, et suhte $\Delta P / \Delta Q$ piirväärtus on võrdne gaasis heli levimiskiiruse ruuduga ($\Delta P / \Delta Q = a^2$) annab meile võimaluse saada suhtelise kanali ristlõike pindala muutumise ($\Delta F / F$) ja gaasi voolu suhtelise kiiruse muutumise ($\Delta \omega / \omega$) vahelise suhte:

$$\Delta \omega / \omega = \Delta F / F / [\omega^2 / (a^2 - 1)], \quad (109)$$

kus ω / a – gaasi voolukiirus ja temas heli levimiskiiruse suhe.

Heli levimiskiirust saab määrata gaasi parameetritega:

$$a = \sqrt{k p v}; \quad a = \sqrt{k R_i T}.$$

Gaasi voolukiiruse ω ja temas heli levimiskiiruse a suhet nimetatakse austria füüsiku *Ernst Mach*'i järgi *Mach*'i arvaks (M):

$$M = \omega / a. \quad (110)$$

Voolu kiirus on alla helikiiruse, kui $M < 1$ ja üle helikiiruse kui $M > 1$. Kui $M \approx 1$ nimetatakse voolu kiirust helikiiruse lähedaseks. Viime Machi arvu (M) võrrandisse (109):

$$\Delta\omega/\omega = (\Delta F/F) / (M^2 - 1). \quad (111)$$

Võrrand (111) väljendab gaasi voolukiiruse sõltuvust kanali ristlõikest.

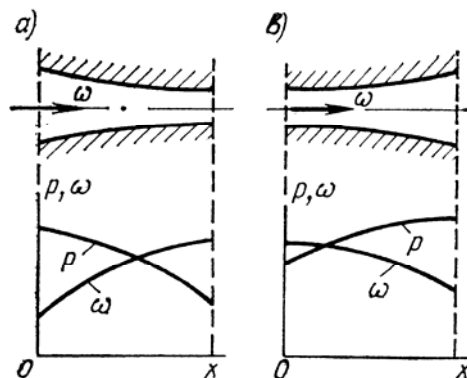
Alla helikiirusega vool ($M < 1$). Sellisel juhul on valemis (111) suurus $(M^2 - 1)$ negatiivne.

Kui ristlõike pindala suureneb, siis $\Delta F/F > 0$ ja võrrandi (111) parem pool on negatiivne; selleks, et ka võrrandi vasak pool oleks negatiivne, on vaja kiirust vähendada, st $\Delta\omega < 0$.

Vähendades ristlõiget $\Delta F/F < 0$, kiirus suureneb $\Delta\omega > 0$.

Joonisel 20 on skemaatselt kujutatud alla helikiirusega voolu parameetrite muutused (x – vahemaa). Alla helikiirusega voolu puhul kanali kitsenedes voolukiirus kasvab ja kanali laienedes – aeglustub.

Joonis 20. Gaasi kiiruse ja rõhu muutumine alla helikiirusega voolu puhul.



Üle helikiirusega vool ($M > 1$). Gaasi ülehelikiirusega voolamisel kanali laienedes kiirus kasvab, rõhk ja temperatuur aga vähenevad.

Gaasi voolukiiruse määramine. Gaasi voolamiskiirust määratakse võrrandiga (105), võttes $\omega_1 = 0$:

$$\omega_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)}. \quad (112)$$

Gaasi massiühiku entalpia muutust $i_1 - i_2 = \Delta i$ saame määrata võrrandi (65) abil. Kiiruse arvutus valemi (112) järgi lihtsustub, kui entalpia langust Δi määrata diagrammil koordinaatides i - s . Parameetrite p_1 ja s_1 järgi leitakse diagrammil punkt 1, mis iseloomustab gaasi algolekut (joonis 21), ning vastav entalpia i_1 väärtus. Seejärel liigutakse piki adiabaati (joon 1-2) kuni ristumiseni rõhu p_2 joonega (punkt 2) ning leitakse i_2 väärtus.

Joonis 21. Entalpia muutuse määramine i - s diagrammil.

Määrates nüüd erinevuse $i_1 - i_2 = \Delta i$ ja pannes selle valemisse (112) leitaksegi voolamise kiirus.

Voolamise kiirust saame leida ka rõhkude vahe abil kanali kahes ristlõikes võrrandi (105) abil:

$$\omega_2^2 = 2\Delta i_0 + \omega_1^2, \quad (113)$$

Olemasolevad tööd Δi_0 adiabaatsel protsessil saame arvutada analoogselt paisumistööga [valem(81)], kiirust ω_2 mingis ristlõikes saame leida gaasi parameetrite järgi algristlõikes:

$$\omega_2 = \sqrt{[2k/(k-1)] p_1 v_1 [1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}] + \omega_1^2}, \quad (114)$$

või

$$\omega_2 = \sqrt{[2k/(k-1)] R_1 T_1 [1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}] + \omega_1^2}, \quad (115)$$

kus $R_1 = R/\mu$ – gaasi universaalkonstant arvatuna 1 kg gaasimassile [J/kg·K].

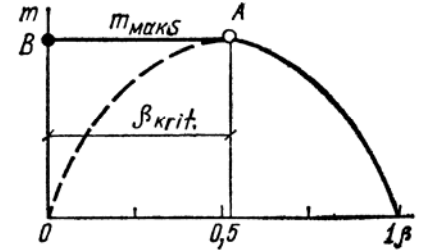
Valemite (114) ja (115) kasutamisel gaasi voolamiskiiruse määramisel mahutitest tuleb arvestada sellega, et gaasi liikumiskiirus mahutis on võrdne nulliga ($\omega_1 = 0$) ja voolamise kiirus oleneb rõhkude vahest p_2/p_1 ja algtemperatuurist T_1 .

7.3. Massikulu

Massikulu on väljavoolava gaasi mass ajaühikus. Kindlatel väljavoolu tingimustel on massikulu püsiv (107) $\rho F \omega = \text{konst}$. Gaasi tihedus ρ on pöördvõrdeline tema erimahuga $\rho = 1/v$, seepärast väljendub väljavoolava gaasi massikulu nii:

$$m = F \omega_2 / v_2, \quad (116)$$

kus F – kanali ristlõike pindala voolamise kohas,
 ω_2 – voolamise kiirus.



Joonis 22. Gaasimassi olenevus rõhkude suhtest $\beta = p_2/p_1$.

Adiabaatse protsessi valemist (78) $p v^k = \text{konst}$ või $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$ saame

$$1/v_2 = (1/v_1) (p_2/p_1)^{1/k}.$$

Võttes valemist (114) $1/v_2$ ja kiiruse ω_2 väärtused ning pannes need võrdusesse (116), saame

$$m = (1/v_1) (p_2/p_1)^{1/k} F \sqrt{[2k/(k-1)] (p_1 v_1) [1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}] + \omega_1^2}.$$

Peale ümberasetumist, arvestades, et kiirus mahutis on väike ($\omega_1=0$), saame gaasi voolamise massikulu võrrandi:

$$m = F \sqrt{[(2k/(k-1)] (p_1/v_1) (\beta^{2/k} - \beta^{(k+1)/k})}, \quad (117)$$

kus $\beta = p_2/p_1$ – kanali (või mahuti) väljumiskoha ristlõike rõhu suhe kanali algkoha ristlõike rõhku või mahuti rõhku.

Seda valemit saab kasutada ka auru voolamise massikulu määramiseks. $k = c_p/c_v$ väärtus võetakse tabelist. Ülekuumutatud veeaurule võib k väärtuseks võtta $k=1,3$, kuivale küllastatud aurule $k=1,135$.

7.4. Maksimaalne massikulu ja kriitiline voolamiskiirus

Gaasi käitumine alla helikiirusel voolamise ja ülehelikiirusel voolamisel on erinev. Kui voolukiirus läheneb helikiirusele, muutuvad järsult gaasi parameetrite suhted. Seetõttu nimetatakse seda kanali ristlõiget, kus voolukiirus saavutab heli levimiskiiruse, kriitiliseks ristlõikeks.

Gaasi parameetreid sellises ristlõikes nimetatakse samuti kriitiliseks. Kriitiliste parameetrite väärtus oleneb gaasi iseloomust ja tema algolekust.

Uurime, kuidas muutub gaasi massikulu olenevalt β muutumisest (joonis 22). Tingimustel $\beta=1$ ja $\beta=0$ on valemi (117) põhjal massikulu null. Gaasi rõhu vähenedes gaasi kulu suureneb ja veidi üle 0,5 väärtuse $\beta=p_2/p_1$ saavutab maksimumi ning seejärel jällegi väheneb nullini (punktiirjoon).

Tegelikult β väärtuse vähenemisel 0,5-st nullini jääb massikulu püsivaks ning graafiku joont tuleb tõmmata paralleelselt abstsisseljega (joon A B).

Valemist (117) on näha, et kulu on maksimaalne, kui vahe $\beta^{2/k} - \beta^{(k+1)/k}$ on maksimaalne. Tähistame selle avaldise y-ga ja leiame selle β väärtuse, mille puhul y on maksimaalne.

Selleks on vaja võtta tuletis β järgi ja võrdsustada ta nulliga:

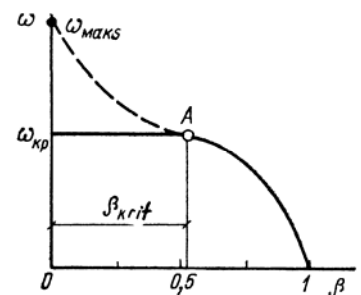
$$(2/k) \beta^{(2-k)/k} - [(k+1) / k] \beta^{1/k} = 0.$$

Jagades võrrandi kõik liikmed läbi $[(k+1)k] \beta^{(2-k)/k}$ -ga, saame

$$2/(k+1) = \beta^{(k-1)/k}, \text{ millest } \beta = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}$$

ja see β maksimaalne väärtus ongi kriitiline:

$$\beta_{\text{krit}} = p_{\text{krit}}/p_1 = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}. \quad (118)$$



Joonis 23. Gaasi voolamiskiiruse olenevus rõhkude suhtest

Pannes β_{krit} väärtuse valemisse (117) saamegi maksimaalse kulu:

$$m_{\text{maks}} = F \sqrt{[2k/(k+1)] (p_1/v_1) (2/k+1)^{2/(k-1)}}. \quad (119)$$

Gaasi voolumiskiirus oleneb samuti suhtest $\beta = p_1/p_2$.

Pannes erinevad β väärtused valemisse (114) saame voolukiiruse β -st sõltuvuse graafiku (joonis 23). Tingimusel $\beta=1$, st $p_2=p_1$ on voolukiirus loomulikult null, $\beta=0$ puhul aga maksimaalne (115):

$$\omega_{\text{maks}} = \sqrt{[2k/(k-1)] R_1 T_1}.$$

Praktiliselt ammu enne maksimaalse kiiruse saavutamist alaneb gaasi temperatuur sedavõrd, et gaas hakkab kondenseeruma, muutudes vedelikuks. Seetõttu saavutavad maksimaalse kiiruse kõrgel temperatuuril ainult need gaasid, millel on madal kondensatsioonitemperatuur (vesinik, heelium) kõrge algtemperatuuri puhul. 0,5-st suuremate β väärtustel ($\beta > 0,5$) täheldatakse kõvera painet. Paindekoht vastab voolamise kriitilisele kiirusele.

Voolamise kriitilist kiirust saab arvutada kui paneme β_{krit} väärtuse võrrandist (118) kiiruse valemisse (114)

$$\omega_{\text{krit}} = \sqrt{[2k/(k+1)] R_1 T_1}. \quad (120)$$

7.5. Laval'i düüs

Eelnevalt kirjutasime, et praktiliselt on võimatu saavutada teoreetilist maksimaalset voolamiskiirust ω_{maks} isegi $\beta=0$ puhul, kuna kriitilise kiiruse ω_{krit} saavutamisel peale siibrit toimub gaasijoa adiabaatne paisumine ning kiirus langeb. Pidurduv gaas tekitab pilve, milles rõhk läheneb p_{krit} -sele ja joa kiirus ei saa olla suurem kriitilisest. Voolamiskiirus ω gaasidel on pöördvõrdeline kanali ristlõike pindalaga F ja gaasi tihedusega ρ , mis järeldeb kulu võrrandist (107):

$$\omega = \text{konst} / F \rho. \quad (121)$$

Kiiruse ω tõstmiseks on vaja vähendada kanali ristlõike pindala ja tihedust, seetõttu kanali pikikonfiguratsioon oleneb kiiruse ja tiheduse muutumise iseloomust, arvestades gaasi kokkusuruvatust, eriti peale kriitilist ristlõiget kuna sinnamaani muutub gaasi tihedus üsna vähe. Kui kiiruse suhteline suurenemine ületab tiheduse suhtelise vähenemise (gaasi paisumise tempo), siis peab kanal kitsenema, kuna korrutis $\omega F \rho$ ei jää püsivaks.

Kui tihedus väheneb suhteliselt kiiremini kui suureneb kiirus, siis peab kanal laienema.

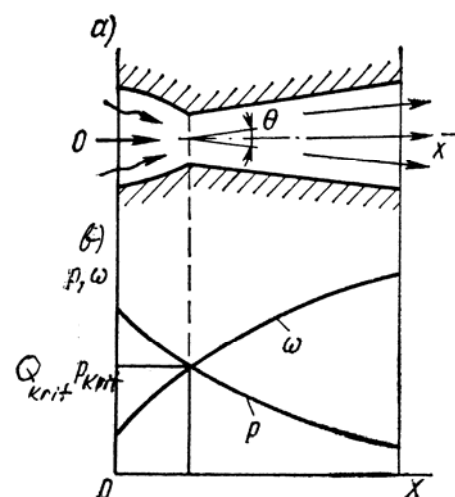
Oletame, et kitseneva kanali lõpus gaasi voolamise kiirus saavutab kriitilise väärtuse, st langeb kokku heli kohaliku kiirusega. Väljudes kanalist gaas paisub adiabaatselt, tema tihedus järsult väheneb ja valemi (120) alusel voolukiirus langeb. Esimesele gaasikogusele lisanduvad järgmised, moodustub pilv, kus β väärtus kasvab ja rõhk tõuseb kriitiliseni.

Nüüd, et kiirust kriitilise ristlõike taga tõsta, on vaja peale kitsast kohta (ristlõiget), mis kindlustab kriitilise kiiruse kanalit laiendada. Sellisel juhul küllaldaselt suure rõhulanguse ja gaasi kõrge algtemperatuuri korral võime saavutada küllalt kõrge, kohalikust helilevimiskiirusest suurema kiiruse.

Sellist kanali ristlõike kitsenevat ja laienevat kombinatsiooni kasutas esmakordselt 1879. aastal rootsi insener *Carl Gustav de Laval*, et saavutada turbiini labadele antava auru suuri kiiruseid.

Energiakadude vähendamiseks on Laval'i düüsil sujuv üleminek kitsenevalt osalt laienevale osale ning laienemisnurk $\Theta = 8-10^\circ$ (joonis 24). Kriitiliseks ristlõikeks, kus auruvoog saavutab kohaliku helikiiruse on kurgu minimaalne ristlõige (F_{krit}). Selles saavutatakse kriitiline rõhk p_{krit} ja kriitiline voolu kiirus (120). Järgnev kanali laienemine kindlustab gaasi liikumise ülekiitilise kiiruse.

Joonis 24. Laval'i düüs ja gaasirõhu ning gaasi voolamiskiiruse pikiteljeliste muutumiste graafikud. a) düüsi skeem, b) gaasi rõhu ja voolamiskiiruse muutumise graafikud.



7.6. Gaaside ja aurude drosseldamine

Praktiliselt esineb kanalites järsk ristlõike ahenemine. Sellistes kohtades rõhk langeb järsult ja peale kitsenemist täielikult enam ei taastu. Peale selle, kitsenemise (takistuse) juures moodustuvad keerised ja muud kahjulikud takistused. Järelikult gaasi takistustest läbimisel toimub pöördumatu kineetilise energia muundumine soojuseks. Gaasi läbimisega kitsenevast ristlõikest kaasneb gaasi oleku termodünaamiline muutus, mida nimetatakse drosseldamiseks ehk muljumiseks.

Drosseldamine on gaasi rõhu alandamise protsess ilma soojusvahetuseta ja välist tööd tegemata.

Katkematus võrrandi (108) alusel on gaasi kiirus kitsenevas lõigus suurem kui teistes lõikudes. Võrrandist (104), mis käsitleb gaasivoo adiabaatset voolamist ($\Delta q=0$) ja lähtudes kiiruste võrdsusest enne ja peale kitsenemist ($\omega_1=\omega_2$) saame:

$$\Delta i=0; \quad i_2=i_1. \quad (122)$$

Ideaalse (ja reaali-) gaasi entalpia adiabaatse drosseldamise tulemusena ei muutu.

Asetades selle tulemuse võrrandisse (65) saame:

$$c_p \Delta T = 0; \quad T_2=T_1. \quad (123)$$

Ideaalse gaasi adiabaatsel drosseldamisel jääb temperatuur enne kitsenemist ja peale seda muutumatuks (jäävaks), järelikult kanali osadele, mis paiknevad küllalt kaugel kõige kitsamast kohast saame rakendada isotermilise protsessi võrrandit (vt p 5.7). Kiiruse suurenemine kitsenevas osas toimub entalpia vähenemise arvel, kusjuures temperatuur siin langeb ja toimub ka järsk rõhu langus. Peale kitsenemist gaasi kineetiline energia muundub soojuseks ja temperatuur taastab oma esialgse väärtuse, rõhk jääb aga endiselt madalaks.

Drosseldamist kui kasulikku protsessi kasutatakse gaasi või auru rõhu alandamiseks reductori klappides, gaasi-ja aurujõumasinate võimsuse reguleerimisel.

Eelpool toodud teoreetilised seisukohad gaaside voolamisel on tähtsad ka tuleohutuse tagamise seisukohalt. Paljud ettevõtted kasutavad plahvatusohtlikke gaase, tehnoloogiliste mahutite jm seadmete avariide korral tekib gaasi leke, mis võib moodustada õhuhapnikuga suuremahulise plahvatava segu. Vähimigi ettevaatamatus võib siis põhjustada plahvatuse ja ulatusliku tulekahju. Lekkest tuleva gaasivoolu arvestus on väga oluline, plahvatus- (süttimis)ohtliku segu tekkimise ulatust tuleb arvutada (massikulu arvutus võrrandi (117) järgi) igal konkreetsel juhul eraldi. See võimaldab rakendada vastavaid ennetusmeetmeid ning tulekahju tekkimisel see kiiresti likvideerida.

Voolamise võrrandid (114) ja (117) koos protsesside võrranditega (69) ja (78) võimaldavad määrata ülerõhku ruumides tulekahju puhul või plahvatusel, ning seejärel järgnevat arvutustes leida väljalöödud paneelide pindala ja rõhku teatrite tuletõrje eesriidele.

Tulekahjude kustutamisel kasutatakse inertgaase, mistõttu tuleb arvutada vastavate torustike parameetreid, rõhke, düüside mõõtmeid jms.

Drosseldamist kui gaasi rõhku alandavat protsessi kasutatakse ka kontrollmõõteriistades ja kindlasti arvestatakse sellega statsionaarsete tulekustutusseadmete konstrueerimisel.

Voolamise teooria aluseid kasutatakse kõikides hüdraulika arvutustes.

II SOOJUSLÄBIKANNE

8. SOOJUSJUHTIVUS STATIONAARSEL REŽIIMIL

8.1. Põhimõisted

Soojuskäik on teadus soojuse leviku (soojuskäik) protsessidest. Soojuse levik kõrgema temperatuuriga kehadelt madalama temperatuuriga kehadele toimub termodünaamilise tasakaalu puudumise olukorras, termodünaamika teise seaduse kohaselt.

Koos tehnilise termodünaamikaga moodustab soojusvahetus teoreetilised alused teistele ainetele. Algteadmised soojuskäikandest on vajalikud lihtsamate soojuskäikandete arvutusteks, sealhulgas tuleohutusülesannete lahendamiseks.

Eristatakse kolme soojuse leviku (soojuskäik) viisi: soojusjuhtivus, konvektsioon ja soojuskiirus.

Soojusjuhtivus on nähtus, mille puhul soojuse levik kehas toimub keha väikeste erineva temperatuuriga osakeste omavahelise vahetu kontakti teel.

Konvektsiooniks nimetatakse soojuse levikut, mis tekib teatud soojussisaldusega vedeliku- või gaasiosakeste edasiliikumise ja segunemise tulemusel. Samaaegselt toimub igas vedelikus või gaasis ka soojusjuhtivuse protsess. Seetõttu mõistetakse praktiliselt konvektsiooni all terviklikku protsessi, kaasa arvatud ka soojusjuhtivus. Praktilist tähtsust omab soojusvahetus sein ja liikuva vedeliku või gaasi vahel. Sellisel kujul käsitletakse konvektsiooni kitsamas mõttes.

Soojuskiirus esineb kõikidel kehadel, mille temperatuur on kõrgem absoluutsest nullist. Soojuse levik toimub siin soojusenergia muundumisel elektromagnetiliste lainete energiaks ja vastupidi. Peamine osa soojusest kiiratakse lainepikkuste diapsoonis 0,4 kuni 40 mikromeetrit (μm), üldiselt piires 0,4-800 μm . Selles diapsoonis kehadelt kiirguvad elektromagnetilised lained muunduvad teisele kehale langedes soojusenergiaks. Kehade poolt kõikidel lainepikkustel väljasaadetav summaarne (integraalne) kiirus sõltub suurel määral absoluutsest temperatuurist. Praktiliselt võib soojuskiirus esineda koos soojusjuhtivuse ja konvektsiooniga. Seetõttu tuleb soojuskäikandega sageli käsitleda liitsoojuskäikandena, võttes arvesse mitme soojuse leviku vormi samaaegset esinemist. Füüsikaliselt iseloomult on soojuskiirus tunduvalt erinev soojusjuhtivusest ja konvektsioonist. Soojusjuhtivuse ja konvektsiooni käsitlemisel eeldatakse, et elementaarsete soojuskandvate osakeste – molekulide, elektronide, foononide (tahketes ainetes on soojuskandvateks osakesteks helikvandid – foononid) või vedeliku osakeste vaba tee pikkused on võrreldes süsteemi mõõdetega väga väikesed. Sel juhul võib keha keskkonda, milles soojus levib, vaadelda pidevana ja kasutada küsimuste lahendamiseks matemaatilisi võtteid. Soojuskiirguse puhul on soojuskandvateks elementaarosakesteks valguse kvandid – footonid. Praktilistel juhtudel on footonite vaba tee pikkused võrdsed või samast suurusjärgust kiirgava süsteemi mõõdetega. Seetõttu võib toimuda kiirgusega soojuskäik kahe keha vahel nii, et nende vahele jääb gaas või vedelik protsessist osa ei võta või neelab ainult osa teda läbivast kiirgusest.

Seega levib soojus üldiselt üheaegselt nii konvektsioonina, soojuskiirgusena ja soojusjuhtivusena. Näiteks ruumi tulekahjul leegist ja põlemisaadustelt tulenev soojus levib konvektsiooni ja soojuskiirgusena ruumi konstruktsioonielementidele, sealt soojusjuhtivuse teel läbi konstruktsioonielementide välispinnani ning sealt jälle edasi konvektsiooni ja soojuskiirguse teel ümbritsevasse keskkonda. See on liitsoojuskäik.

Kõik soojuse ülekande liigid toimivad ainult siis kui on temperatuuride erinevus keha või üksikute keha punktide vahel. Seega tuleb temperatuuri vaadelda kui koordinaatidest (x, y, z) ja ajast (τ) sõltuvat suurust:

$$t = f(x, y, z, \tau).$$

Temperatuuri väärtusi kõigis vaadeldava keha või süsteemi punktides nimetatakse temperatuuriväljaks. Kui seejuures temperatuur muutub ka olenevalt ajast, siis nimetatakse temperatuurivälja mittestatsionaarseks, vastupidisel juhul aga – statsionaarseks.

Igasuguse temperatuurivälja puhul leidub kehas ühesuguse temperatuuriga punkte. Nende mõttelisel ühendamisel saame nn isotermipinna, mille kõik punktid on ühesuguse temperatuuriga. Kui vaadeldav keha lõigata mõtteliselt läbi tasapinnaga, siis iga isotermipind jätab lõiketapinnale nn isotermjoone.

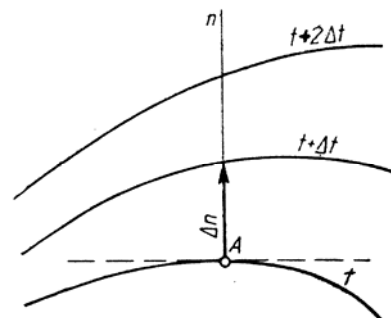
Temperatuuri muutus kehas oleneb suunast. Isotermipinnaga (või isotermjoonega) paralleelses suunas temperatuuri muutust ei esine, ristsuunas aga on temperatuuri muutus maksimaalne. Seetõttu kasutatakse temperatuurivälja iseloomustamiseks lisaks isotermidele ka temperatuuri gradienti.

Temperatuuri gradiendiks mingis keha punktis A (joonis 25) nimetatakse selle punkti juures esineva temperatuuri muutuse ja muutusele vastavate isotermide vahelise ristlõigu Δn pikkuse suhte piirväärtust.

$$\lim \Delta t / \Delta n = dt / dn = \text{grad } t, \text{ [deg/m]},$$

$$\Delta n \rightarrow 0.$$

Osatuletise märki kasutatakse valemis sellepärast, et temperatuur võib sõltuda ka ajast.



Joonis 25. Temperatuurivälja keha lõiketasapinnal.

Füüsikaliselt tähendab temperatuuri gradient temperatuuri tõusu kraadides isotermipindade ühe meetrilise kauguse kohta normaali suunas. Mida ebahütlasemalt on keha või ruum soojendatud, seda suurem on temperatuuri gradient.

Kui temperatuur on keha kõikides punktides ühesugune, on temperatuuri gradiendi väärtus null.

Kuna temperatuuri gradienti iseloomustab peale suuruse ka suund, siis on ta vektor. Gradienti loetakse positiivseks, kui ta on suunatud temperatuuri suurenemise suunas.

Vastavalt termodünaamika teisele seadusele toimub soojuste levik kehas temperatuuri languse suunas.

Soojuste levikut iseloomustatakse soojustvooluga Q (*heat rate, heat current*), väljendatud vattides [W], see on energiahulk, mis antakse soojustena üle ühes ajaühikus. Soojustvoolu väärtust ühe pinnauhiku kohta nimetatakse soojustvooks ehk soojustkoormuseks (*heat flux*) ja tähistatakse q [W/m²].

Kehades soojuste leviku protsesside uurimisel kasutatakse mõistet – ääritingimused, st antud lähteandmete tingimusi keha piiridel kogu kuumutamise või jahutamise ajal. Eristatakse kolme liiki ääritingimusi. *Esimese liigi ääritingimused* eeldavad temperatuuri näitamist keha pinnal, *teise liigi ääritingimused* eeldavad soojustvoo näitamist keha pinnal ja *kolmanda liigi ääritingimused* eeldavad keskkonna temperatuuri ja soojustülekanalite näitamist. Olenevalt etteantud ääritingimusest on kehas soojuste levikut väljendavad võrrandid erinevad.

8.2. Fourier' seadus ja soojustjuhtivustegur

Soojustjuhtivuse põhiseaduse formuleeris prantsuse matemaatik J.B.J. Fourier (1822) uurides soojustjuhtivust tahketes kehas:

Soojustvool kehas dQ on võrdeline keha soojustjuhtivusteguriga λ , temperatuuri gradiendiga dt/dn ja isotermipinna pindalaga dF .

$$dQ = -\lambda dt/dn \cdot (dF) \tag{125}$$

Võrdetegurit λ [W/(m · deg)] nimetatakse soojustjuhtivusteguriks.

Sageli väljendatakse Fourier'i seadust soojustvoo ehk soojustkoormuse q suhtes:

$$q = dQ/dF = -\lambda dt/dn. \tag{125a}$$

Miinus märk tähendab, et soojustvool on suunatud temperatuuri vähenemise suunas.

Soojustjuhtivustegur on ainete ja materjalide füüsikaline parameeter ning iseloomustab nende ainete võimet soojust juhtida. Tulenedes Fourier'i seadusest on soojustjuhtivustegur:

$$\lambda = -(dQ/dF) / (dt/dn) \text{ [W} \cdot \text{m}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})].$$

Soojustjuhtivustegur on soojustvool vattides, mis läbib kehas teineteisest 1 m kaugusel olevaid 1 m² suurusi isotermipindu temperatuuride vahe 1°C[K] puhul.

Soojusjuhtivustegur λ on ainet iseloomustav suurus ja oleneb aine või materjali omadustest ja olekust, temperatuurist ning niiskusest.

Gaasides on soojust edasikandvateks osakesteks molekulid, mis oma kaootilisel liikumisel ja kokkupõrgetel annavad soojusenergiat edasi kihist kihti. Seetõttu oleneb gaaside soojusjuhtivustegur molekulide omadustest ja kiirusest.

Et aga molekulide kiirus iseloomustab gaasi temperatuuri, siis mõjutab ka temperatuur soojusjuhtivusteguri väärtust.

Vedelikkudes on molekulide liikumise iseloom keerulisem, soojusjuhtivustegur oleneb aga peamiselt samuti vedeliku füüsikalistest omadustest ja temperatuurist. Seejuures on iseloomulik, et gaaside soojusjuhtivustegur temperatuuri tõusuga suureneb, enamikel vedelikel aga väheneb.

Tahketes ainetes on soojust kandvateks osakesteks **helikvandid – fonoonid**, metallides aga peamiselt vabad elektronid. Viimase asjaolu tõttu on üldreeglina paremateks soojusjuhtideks need metallid, mis juhivad paremini elektrit (Wiedemanni-Franzi seadus). Mittemetallilised tahked ained on tavaliselt keerulise sisemise struktuuriga ja nende soojusjuhtivus oleneb reast teguritest: aine omadused, struktuur, temperatuur, poorsus (tihedus), niiskus jne. On võimalikud isegi juhud, kus soojusjuhtivus oleneb suunast (aine ei ole isotroopne).

Näiteks kuiva männipuu soojusjuhtivustegur on risti kiududega 0,15 W/(m · deg) ja kiudude suunas 0,36 W/(m · deg). Enamike ainete ja materjalide λ väärtused suurenevad keha temperatuuri tõusuga. Rasketel betoonitüüpidel temperatuuril $t^0 > 100^0\text{C}$ soojusjuhtivustegur väheneb, mis on põhjustatud muutustest betooni struktuuris. Ehitusmaterjalide soojusjuhtivustegur on piires 0,23-2,9, soojusisolatsioonimaterjalidel 0,058-0,23, vedelikel 0,093-0,7, gaasidel 0,0058-0,58 [W/(m · °C)].

Soojusjuhtivusteguri olenevust temperatuurist väljendab võrrand:

$$\lambda_t = \lambda_0 \pm \beta t, \quad (126)$$

kus λ_t – soojusjuhtivustegur keha keskmisel temperatuuril,

λ_0 – soojusjuhtivustegur 0^0C juures,

β – kasutegur, mis näitab millisel määral λ suureneb või väheneb keha temperatuuri tõusul 1^0C võrra (vt lisa tabel 7).

Praktiliselt määratakse soojusjuhtivustegurid katseliselt ja koondatakse käsiraamatutes vastavatesse tabelitesse. Allpool on näitena toodud mõned soojusjuhtivustegurid. Niisketel kehadel on suurem soojusjuhtivustegur kui kuivadel. See seletub sellega, et materjali poorides olev õhk on asendunud niiskusega (vesi!), millel on suurem soojusjuhtivustegur kui õhul.

Mõned soojusjuhtivusteguri väärtused

| Aine nimetus | λ , W/(m · deg) |
|---|-------------------------|
| Gaasid | |
| Heelium (He), 0^0C | 0,14 |
| Lämmastik (N ₂), 0^0C | 0,024 |
| Vesinik (H ₂), 0^0C | 0,17 |
| Õhk, 0^0C | 0,024 |
| Õhk, 500^0C | 0,057 |
| Vedelikud | |
| Vesi, 20^0C | 0,60 |
| Vesi, 100^0C | 0,68 |
| Etüülpüüritus 96%, 25^0C | 0,18 |
| Bensool, 25^0C | 0,14 |
| Ehitus- ja isolatsioonimaterjalid | |
| Raudbetoon, 2200 kg/m ³ | 1,6 |
| Lubikrohv, 1600 kg/m ³ | 0,70 |
| Saepurutäidis, 20^0C , 250 kg/m ³ | 0,09 |
| Punane tellis, peeneteraline, 25^0C | 0,30 |

| | |
|--|------|
| Silikaattellis, 1900 kg/m ³ | 0,80 |
| Asbest papp, 770 kg/m ³ , 30 ⁰ C | 0,12 |
| Kuiv liiv, 1500 kg/m ³ , 20 ⁰ C | 0,33 |
| Polükloorvinüül kile, 1650 kg/m ³ | 0,10 |
| Metallid | |
| Süsinikteras, mark 20, 100 ⁰ C | 65 |
| Teras , mark 15XΦ, 100 ⁰ C | 43 |
| Alumiinium (puhas), 0 ⁰ C | 200 |
| Hõbe (puhas), 0 ⁰ C | 420 |
| Messing (67% Cu, 33% Zn), 100 ⁰ C | 110 |

Vaatamata arvukatele teguritele, mis võivad mõjutada soojusjuhtivusteguri väärtust, võib tavaliselt insenertehnilistel arvutustel piirduda juhtudega $\lambda = \text{konst}$.

8.3. Ühekihilise tasapinnalise seina soojusjuhtivus

Antud tasapinnalise seina (joonis 26) soojusjuhtivustegur on λ , seina paksus δ , isotermpinna pindala F , temperatuur seina vasakul pool t_1 ja paremal pool t_2 . Olgu $t_1 > t_2$, siis on soojusvoog suunatud vasakult paremale. Eraldame vaatluseks vabalt valitud lõpmata väikese paksusega dx kihi.

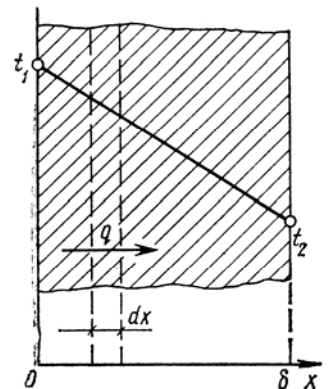
Integreerides Fourier'i võrrandi saame

$$dt = -(q/\lambda) \cdot dx; \quad \int_{t_1}^{t_2} dt = -(q/\lambda) \int_0^{\delta} dx; \quad t_2 - t_1 = -(q/\lambda) (\delta - 0),$$

millest

$$q = (\lambda/\delta)(t_1 - t_2). \quad (127)$$

See on ühekihilise tasapinnalise seina soojusjuhtivuse võrrand. Suhet λ/δ nimetatakse seina soojusjuhtivuseks ja pöördsuhet δ/λ – seina termiliseks takistuseks (soojustakistuseks).



Joonis 26. Ühekihilise tasapinnalise seina statsionaarne soojusjuhtivus.

Võrrandit (127) kasutatakse tuletõrje praktikas soojusvoo (soojuskoormuse) arvutamiseks, täpsemalt öeldes majapidamis- ja tehnoloogiliste ahjude-, tuletõkke seinte jm. paksuse arvutamisel tuleohutuse tagamiseks, arvestades seina mittekoetava (välis)pinna temperatuuri t_2 .

Valemist 127 tuleneb:

$$\delta = \lambda/q(t_1 - t_2). \quad (128)$$

Suurused q ja t on kas teada või arvutatakse konvektiivse -ja kiirgussoojusvahetuse võrrandite alusel. t_2 väärtus peab olema väiksem selle aine või materjali süttimise- või isesüttimise temperatuurist, millega võib kuumutatav pind (kütteallika välispind) kokku puutuda. Soojusjuhtivustegur λ arvutatakse võrrandi (126) alusel seina keskmist temperatuuri arvestades:

$$t = (t_1 + t_2)/2.$$

Integreerides Fourier'i võrrandi vabalt võetud seina ristlõikele x temperatuuriga t_x , saame:

$$t_x = t_1 - (qx/\lambda) \quad \text{või} \quad t_x = t_2 + q(\delta - x)/\lambda, \quad (129)$$

kus t_x – köetavast pinnast x kaugusel asuva tasapinna temperatuur,
 $x = \delta$ puhul $t_x = t_2$.

Võrrandit (129) kasutatakse tuleohutuse seisukohalt mitteköetava (välis)pinna või vabalt võetud seina ristlõike temperatuuri arvutamisel, kusjuures arvuliselt on teada t_1 , q ja x väärtused. Seina soojusjuhtivustegur leitakse (juhul kui pole teada) etteantud t_2 arvestades, hiljem vajadusel täpsustatakse kordusarvutusel.

8.4. Mitmekihilise tasapinnalise seina soojusjuhtivus

Mitmesuguste soojendus/kuumutusseadmete seinad tehakse mitmekihilistena. Olgu meil näiteks kolmekihiline sein (joonis 27), kihtide paksusega δ_1 , δ_2 ja δ_3 ja soojusjuhtivusteguritega vastavalt λ_1 , λ_2 ja λ_3 . Temperatuurid pindadel ja kihtide pindadel t_1 , t_2 , t_3 , t_4 . Olgu $t_1 > t_2 > t_3 > t_4$, sel juhul on soojusvoog suunatud vasakult paremale. Igale kihile on kohandatav ühekihilise tasapinnalise seina soojusjuhtivuse võrrand (127):

$$q = (\lambda_1 / \delta_1) (t_1 - t_2); \quad q = (\lambda_2 / \delta_2) (t_2 - t_3); \quad q = (\lambda_3 / \delta_3) (t_3 - t_4).$$

Väljendame selle võrrandite süsteemi temperatuuride erinevuste suhtes:

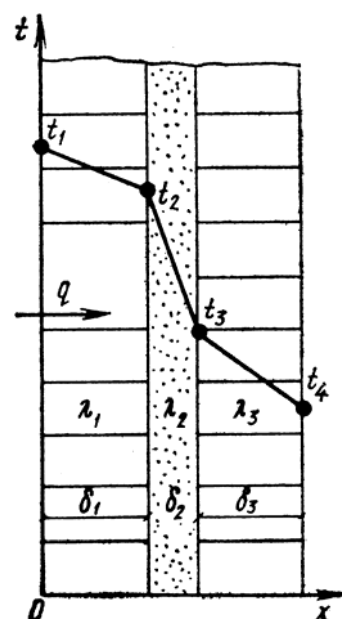
$$t_1 - t_2 = q\delta_1/\lambda_1; \quad t_2 - t_3 = q\delta_2/\lambda_2; \quad t_3 - t_4 = q\delta_3/\lambda_3$$

Liites võrrandite vasakud ja paremad pooled, saame

$$t_1 - t_4 = q(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3) \quad \text{või}$$

$$q = (t_1 - t_4) / (\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3). \quad (130)$$

See võrrand ongi kolmekihilise tasapinnalise seina soojusjuhtivuse võrrand. Võrreldes võrrandeid (127) ja (130) näeme, et viimane erineb esimesest seina kihtide termilise takistuse summa poolest.



Joonis 27. Mitmekihilise tasapinnalise seina statsionaarne soojusjuhtivus.

Kui sein koosneks n kihist, siis:

$$q = (t_1 - t_{n+1}) / \sum_{i=1}^n \delta_i/\lambda_i, \quad (131)$$

kus t_{n+1} – mitmekihilise seina (mitteköetava) välispinna temperatuur,

$$\sum_{i=1}^n \delta_i/\lambda_i \text{ – kõikide kihtide termilise takistuste summa.}$$

Võrrandit (131) kasutatakse tuleohutusarvutustes kõige sagedamini siis, kui on vaja määrata kuumutusseadmete soojusisolatsioonikihi paksust kindlustamaks tuleohutuse seisukohalt ohutut temperatuuri.

Lahendades võrrandi (131) soojusisolatsiooni paksuse δ_T suhtes, saame:

$$\delta_T = \lambda_T \left[(t_1 - t_{n+1}) / q - \sum_{i=1}^{n-1} \delta_i/\lambda_i \right], \quad (132)$$

kus λ_T – soojusisolatsiooni soojusjuhtivustegur,

$$\sum_{i=1}^{n-1} \delta_i/\lambda_i \text{ – seina kõikide kihtide, välja arvatud soojusisolatsiooni kihi, termiliste takistuste summa.}$$

Teada peavad olema t_1 , t_{n+1} , δ_i ja q väärtused või siis leitud sõltumatul viisil. Seina kihtide soojusjuhtivustegurid arvutatakse vastava kihi keskmisel temperatuuril. Esimeses lähenduses arvestatakse, et

temperatuuri muutus kogu seina paksuses on sirgjooneline. Sellisel juhul leitakse temperatuur kihtide eralduspiiridel kolmnurkade sarnasuse põhjal.

Mitmekihilise tasapinnalise seina soojusjuhtivuse võrrand vabalt valitud ristlõike x kohta on selline

$$t_x = t_1 - q \sum_{i=1}^x \delta_i / \lambda_i, \quad (133)$$

kus t_x – kuumutatavast pinnast eemal oleva tasapinna x temperatuur,

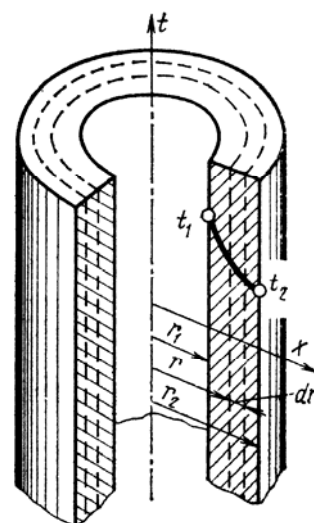
$\sum_{i=1}^x \delta_i / \lambda_i$ – kõikide pinnakihtide termilise takistuste summa kuni tasapinnani x , millel temperatuur on määratletud juhul kui $x = n t_x = t_{n+1}$.

Võrrandit (133) kasutatakse kuumutusseadme välispindade või kuumutusseadme mitmekihilise tasapinnalise seina mistahes kihi pinnatemperatuuri arvutamisel, mille põhjal hinnatakse tema tuleohtlikkust. Lähteandmete leidmine on samasugune kui soojusisolatsioonikihi paksuse arvutamisel. Seina kihtide soojusjuhtivustegurite arvutamisel antakse ette t_{n+1} suurus ning vajadusel täpsustatakse hilisematel arvutustel.

8.5. Ühekihilise silindrilise seina soojusjuhtivus

Olgu antud ühekihiline silindriline toru sein, (joonis 28).

Seina siseradius on r_1 , välisradius r_2 , toru pikkus l ja seina materjali soojusjuhtivustegur λ . Sisepinna temperatuur on t_1 , välispinnal t_2 . Olgu $t_1 > t_2$, sel juhul on soojusvool suunatud sisepinnalt välispinna poole.



Joonis 28. Ühekihilise silindrilise seina statsionaarne soojusjuhtivus.

Eraldame toru keskpunktist r kaugusel toru seinast elementaarse kihi dr . Fourier'i seadus ühekihilise silindrilise seina kohta väljendub selliselt:

$$Q = -F \lambda dt/dr = -2 \pi r l \lambda dt/dr.$$

Integreerides eeltoodu ühekihilise silindrilise seina kohta, saame arvutusliku soojusjuhtivuse võrrandi:

$$Q = 2 \pi l \lambda (t_1 - t_2) / \ln r_2 / r_1. \quad (134)$$

Soojusvool arvestatakse sageli toru pikkuse l m kohta, seega soojusvoog ehk soojuskoormus on:

$$q_l = Q/l = 2 \pi \lambda (t_1 - t_2) / \ln r_2 / r_1. \quad (135)$$

Võrrandites (134) ja (135) võime raadiuste suhte asendada diameetrite suhtega. Kui suhe $d_2/d_1 \leq 2$ nimetatakse silindrilist seina õhukeseseinalisteks ja soojusvoogu saame ilma suurema hälbeta arvutada sarnaselt ühekihilise seina soojusjuhtivuse võrrandi abil:

$$q_l = (\lambda/\delta) \pi d_{KSK} (t_1 - t_2), \quad (136)$$

kus $\delta = (d_2 - d_1) / 2$ – toru seina paksus,

$d_{KSK} = (d_1 + d_2) / 2$ – toru keskmine diameeter.

Võrrandeid (134), (135) ja (136) kasutatakse soojuskadude arvutamisel torustikes, näiteks tulekustutusautode või muu tehnika lisajahutus- ja lisasoojendussüsteemide konstrueerimisel või kasutamisel.

Ühekihilise silindrilise seina mistahes ristlõike soojusjuhtivuse võrrand on:

$$t_r = (t_1 - Q \ln r / r_1) / (2 \pi l \lambda), \quad (137)$$

kus t_r – toru keskpunktist r kaugusel asuva isotermpinna temperatuur; $r = r_2$ puhul $t_r = t_2$.

Võrrandit(137) kasutatakse temperatuuri arvutamiseks mitmesuguste kuumutusseadmete torustike pinnal tuleohutuse huvides. Lähteandmete leidmine on samasugune kui tasapinnalise seina pinnatemperatuuri arvutamisel.

8.6. Mitmekihilise silindrilise seina soojusjuhtivus

Analoogia põhjal mitmekihilise tasapinnalise seina soojusjuhtivuse suhtes, saame võrrandi ka mitmekihilise silindrilise seina soojusjuhtivuse kohta:

$$Q = [2\pi l(t_1 - t_{n+1})] / \left[\sum_{i=1}^n (l/\lambda_i) \ln (r_{i+1}/r_i) \right], \quad (138)$$

kus Q – soojusvool läbi l pikkusega toru seina,

t_1 – kuumutatava seinapinna temperatuur,

t_{n+1} – jahutatava seinapinna temperatuur,

n – seina kihtide arv,

$\sum_{i=1}^n (l/\lambda_i) \ln (r_{i+1}/r_i)$ – kõikide seina kihtide termilise takistuste summa.

Võrrand (138) on kasutusel isoleeritud torustike soojuskadude arvutamisel, samuti ka torustike soojaisolatsiooni diameetri leidmisel, mis on tähtis tuleohutuse seisukohalt (isoleeritud torujuhtme välispinna temperatuur).

Võrrandist (138) saame avaldada soojusisolatsiooni välisdiameetri:

$$d_{\text{välis}} = d_{\text{sise}} e^{\Lambda_T (2\pi l \Delta t / Q - \sum_{i=1}^{n-1} 1/\lambda_i \ln d_{i+1}/d_i)}, \quad (139)$$

kus d_{sise} – soojusisolatsiooni sisemine diameeter,

$e = 2,718$ – naturaalloogaritmi alus,

Λ_T – soojusisolatsiooni soojusjuhtivustegur,

$\Delta t = t_1 - t_{n+1}$ – mitmekihilise silindrilise seina pindade temperatuuride vahe,

– teised tähistused on samad kui võrrandil (138).

Soojusjuhtivuse võrrand mitmekihilise silindrilise seina mistahes ristlõike r kohta:

$$t_r = t_1 - Q / (2\pi l) \sum_{i=1}^x (1/\lambda_i) \ln r_{i+1} / r_i, \quad (140)$$

kus $\sum_{i=1}^x (1/\lambda_i) \ln(r_{i+1}/r_i)$ on kõikide kihtide alates r_1 -st kuni r -ni termilise takistuste summa, $x=n$ puhul $t_r = t_{n+1}$.

Võrrandit (140) kasutatakse tuletõrje praktikas soojusisolatsiooniga ümbritsetud soojustorustike pinna temperatuuri määramisel, mis on oluline tuleohutuse seisukohast.

Lähteandmete t_1 , Q ja λ leidmine on samasugune kui mitmekihilise tasapinnalise seina puhul.

9. KONVEKTIIVNE SOOJUSVAHETUS

9.1. Konvektiivse soojusvahetuse olemus ja tema intensiivsust mõjutavad tegurid

Konvektiivne on selline soojusvahetus, mis toimub vedeliku (siin ja edaspidi termin "vedelik" all võib mõista nii gaase (kokkusurutavad vedelikud) kui ka tilkvedelikke (mittekokkusurutavad vedelikud) ja tahke aine pinna kokkupuutel, millel on erinevad temperatuurid. Sellisel soojusvahetusel toimivad üheaegselt konvektsioon ja soojusjuhtivus.

Konvektiivse soojusvahetuse näited looduses on külmade ja soojade õhumasside segunemine, tehnikas – kütmine, ventilatsioon, mitmeid liike soojusvahetajaid jms ning sageli esineb see ka tuletõrje praktikas. Igat tulekahju, olgu ta sise- või välistulekahju iseloomustab soojuse konvektiivne ülekanne. Konvektsioon põhjustab tulekahju levikut tühjade ruumide ja ventilatsioonikäikude kaudu. Suurtel välistulekahjudel, näiteks saeveskites metsamaterjali ja staabeldatud puitmaterjali põlemisel tekivad sellised võimsad õhuvoolud, mis võivad leegitsevaid puitmaterjale viia kümnete meetrite kaugusele, mis omakorda põhjustavad uusi tulekoldeid. Seega teadmised konvektiivsest soojusülekandest on vajalikud nii tulekahjude ennetustegevuses kui ka tulekahju leviku hindamisel. Konvektiivne soojusvahetus oleneb väga mitmesugustest teguritest, mida järgnevalt vaatamegi.

Vedeliku voolamise liikumise põhjuseks võib olla kas tõstejõud, mis on põhjustatud külmade ja soojade vedelikuosakeste erinevast tihedusest – seda voolamise liikumist nimetatakse vabavoolamiseks (vabaliikumiseks), või väline jõud pumbast, ventilaatorist või muust sundmehanismist – seda voolamise liikumist nimetatakse sundvoolamiseks (sundliikumiseks).

Vedeliku voolamise põhjuste järgi liigitatakse konvektsiooni järgmiselt:

1. *Vabakonvektsioon* – voolamine on põhjustatud vedeliku või gaasi soojenemisest (või jahtumisest), mille tulemusena toimub paisumine ja tiheduse vähenemine. Säärase liikumisrežiimi intensiivsuse iseloomustajaks on sarnasusarv Gr (Grashof).
2. *Sundkonvektsioon* – tekib välisjõudude toimele. Näiteks torudes ja kanalites voolamist võib tekitada pumba või ventilaatoriga. Sundliikumise intensiivsuse iseloomustamiseks kasutatakse teist liikumisvõrranditest tuletatavat sarnasusarvu – Re (Reynolds).

On võimalik ka vaba ja sunnitud vedeliku liikumise samaaegne esinemine. Näiteks vedeliku laminaarsel sundvoolamisel torus võivad vedeliku soojenemisel tekkida raskusjõud, mis põhjustavad omakorda vedeliku iseliikumist.

Ülaltoodust nähtub, et voolamise iseloom võib olla küllaltki komplitseeritud ja selle teoreetiline käsitlemine raske. Seetõttu on väga levinud soojusülekanne uurimise eksperimentaalsed meetodid. Sääraste uurimuste tulemused esitatakse empiiriliste võrranditega, mis on koostatud dimensioonita sarnasusarvudest.

Vedeliku voolamise režiim võib olla laminaarne, üleminekuline ja turbulentne. Laminaarsel režiimil vedeliku kihid liiguvad üksteisega paralleelselt, kusjuures pole märgatavat kihtide segunemist; turbulentsel voolamisel vedelikuosakesed ja -kihid liiguvad korrapäraselt kõikvõimalikes suundades, tänu millele toimub intensiivne segunemine.

Laminaarsel voolamisel toimub soojuse ülekanne vedelikult seinale ja vastupidi ainult soojusjuhtivuse teel. Turbulentsel režiimil antakse soojus üle nii soojusjuhtivuse teel õhukeses seinäärases kihis, mida nimetatakse piirikihiks, kui ka põhiliselt just konvektsiooni teel vedeliku põhimassile.

Vedeliku voolavuse (liikumise) režiimi iseloomustatakse dimensioonita suurusega, Reynoldsi sarnasusarvuga (kriteeriumiga). Osborne Reynolds oli füüsik ja insener, kes uuris vedelike liikumisrežiime torudes.

$$Re = \rho v l / \eta,$$

kus ρ – keskkonna tihedus,
 v – voolu suhteline kiirus,
 l – toru läbimõõt,
 η – viskoossus.

Kui $Re < 2320$ on tegu laminaarse voolamisega, $Re > 1 \cdot 10^4$ – turbulentsel voolamisega. Üleminek laminaarselt turbulentsel voolamisele toimub Reynolds arvu $2320 < Re < 1 \cdot 10^4$ puhul, see ongi nn üleminekuline režiim.

Konvektiivne soojusvahetus oleneb järgmistest vedeliku füüsikalistest omadustest: tihedus, viskoossus, soojusjuhtivustegur ja temperatuurijuhtivustegur.

Konvektiivse soojusvahetuse intensiivsusele avaldavad mõju soojusvahetuses osalevate pindade kuju ja mõõtmed. Näiteks on soojusvahetus käänulises torustikus palju intensiivsem kui sirgtorustikus; palju intensiivsemalt toimub soojusvahetus soojusvahetaja horisontaalse pinna ja vedeliku vahel võrreldes vertikaalse pinnaga jne.

Konvektiivsel soojusvahetusele avaldab märgatavat mõju ka soojusvoolu suund. Katsed tõestavad, et soojus antakse intensiivsemalt ära seinalt vedelikule. Praktikas kasutatakse soojusvoo (soojuskoormuse) arvutamiseks Newtoni valemit:

$$q = \alpha_k(t_f - t_w) \quad t_f > t_w \text{ puhul} \quad (141)$$

või

$$q = \alpha_k(t_w - t_f) \quad t_f < t_w \text{ puhul} \quad (142)$$

kus q on soojusvoog (soojuskoormus), [W/m²],

t_f, t_w - vastavalt vedeliku ja seina temperatuurid, [°C],

α_k – soojusülekande tegur konvektsioonil näitab soojushulka, mida annab 1 m² suurune soojusvahetaja pind 1 tunni jooksul vedeliku ja seina (või vastupidi) 1°C (K) temperatuurierinevuse korral, [W/(m² · deg)].

Newtoni valemi kohaselt on soojusvoog seina ja voolava vedeliku (või gaasi) vahel võrdeline seina ja vedeliku temperatuuride vahelise erinevusega Δt . Kogu probleemi keerukus on koondatud võrdetegurisse α_k – (konvektsiooni) soojusülekande tegurisse. Ta sõltub vedeliku (või gaasi) füüsikalistest omadustest, temperatuurist, rõhust, voolamise iseloomust ja kiirusest, seadme geomeetristest iseärasustest jne. Nagu tabelist nähtub, võib soojusülekande tegur omada väga erinevaid suurusjärke. Soojusülekande tegur määratakse katseliselt ja saadud tulemused üldistatakse mitmete teoreetiliste meetoditega, sealhulgas sarnasusteooria meetoditega.

Orienteerivad soojusülekande teguri väärtused.

| Konvektsiooni tüüp | $\alpha, \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{deg})$ |
|------------------------------------|---|
| Õhu kuumutamine ja jahutamine | 1-50 |
| Õlide kuumutamine ja jahutamine | 5-1500 |
| Vee kuumutamine ja jahutamine | 200-10000 |
| Vee keetmine | 500-50000 |
| Veeauru kondenseerumine (kileline) | 4000-15000 |
| Orgaaniliste aurude kondensatsioon | 500-2000 |

9.2. Soojuse levikuprotsesside sarnasus

Soojuse leviku analüütiline uurimine on sageli seotud raskustega, mistõttu kasutatakse paljudel juhtudel eksperimentaalseid meetodeid. Sellisel juhul kerkib küsimus, kuidas sarnane on vaadeldav protsess küllalt sarnane varem eksperimentaalselt uuritud protsessiga, et uurimisel saadud andmed oleksid ülekantavad.

Füüsikaliste protsesside sarnasuse vaatlemisel (analoogiliselt geomeetrisel sarnasusega) iseloomustatakse kahe süsteemi vastavate suuruste φ' ja φ'' suhet nn sarnasuskordaja abil:

$$c_\varphi = \varphi' / \varphi'',$$

kus suuruseks φ võib võtta ükskõik millise protsessi iseloomustava näitaja (kiirus, temperatuur, rõhk, geomeetrised mõõdetud jne). Seejuures võivad olla c_φ väärtused erinevate füüsikaliste suuruste jaoks erinevad.

Kasutadesdes sarnasuskordajate definitsioone $c_w = \omega'' / \omega'$; ja $c_l = l'' / l'$, saame vaadeldavatele sarnastele protsessidele tingimused:

$$(\omega' l') / a' = (\omega'' l'') / a'' = \text{idem},$$

kus ω, a, l – protsessi iseloomustavad suurused.

Tähisega “idem” märgitakse, et suurused on mõlemas sarnases süsteemis ühesuguse väärtusega.

Seega võib sarnaseid protsesse iseloomustavatest füüsikalistest ja geomeetristest suurustest moodustada komplekse, mis on ühesuguse väärtusega, kuigi füüsikalised suurused sarnastes süsteemides võivad ise erineda.

Sääraseid dimensioonide komplekse nimetatakse sarnasusarvudeks ehk sarnasuskriteeriumideks ja tähistatakse suurte tähtedega või tuntud teadlaste nimede algustähtedega:

$$\alpha l / \lambda = Nu \quad - \text{Nusselt'i arv (E.K.W. Nusselt, saksa füüsik),}$$

$$\tau \alpha / l^2 = Fo \quad - \text{Fourier'i arv,}$$

$$\omega l / \alpha = Pe \quad - \text{Peclet'arv.}$$

Sarnasusarvudes valitakse geomeetriseliseks mõõteks I süsteemi kõige iseloomustavam mõõt, näiteks torudes voolamisel toru läbimõõt. Ülejäänud süsteemi iseloomustavad mõõtmised esitatakse samuti dimensioonita kujul jagades nad iseloomustava mõõduga – l_1/l , l_2/l , x/l jne. Eeltoodust järeldub, et sarnastel protsessidel on sarnasusarvud vastavalt võrdsed. See toodud formulatsioon on tuntud sarnasusteooria I teoreemina.

II teoreemi kohaselt elementaarse ruumiosa kohta koostatud diferentsiaalvõrranditest saadud sarnasusarvud on rakendatavad protsessi kui terviku kirjeldamisel.

III teoreem väidab, et kaks füüsikalist protsessi on sarnased, siis kui nad on kvalitatiivselt ühesuguse iseloomuga, on kirjeldatavad ühesuguste võrranditega, toimuvad geomeetriselt sarnastes süsteemides, ja kui protsesse iseloomustavad sarnasusarvud on vastavalt võrdsed.

Sarnasusteooria väidab, et mistahes soojusvahetuse ilmingu puhul kehtib ühene sõltuvus soojusvahetust iseloomustavate kindlate dimensioonita komplekside (sarnasusarvude) vahel.

Konvektiivse soojusvahetuse puhul on olulisemad järgmised sarnasusarvud: Nusselt (Nu), Grashof (saksa mehaanikateadlane) (Gr), Prandtl (saksa füüsik) (Pr), Reynolds (Re), Galilei (itaalia füüsik ja astronoom) (Ga), ja Kutateladze-Kružilina (vene soojusfüüsik) (K) (tabel 1).

Tabel 1. Olulisemad sarnasusarvud konvektiivsel soojusvahetusel.

| Sarnasusarv | Valem | Sarnasusarvu füüsikaline sisu |
|-----------------------|---------------------------------------|--|
| Nusselt | $Nu = (\alpha_k l) / \lambda$ | Iseloomustab konvektiivset soojusvahetust “vedelik-sein” piirpinnal (st konvektsioonil üleantud soojushulga suhe soojusjuhtivuse teel üleantud soojushulka). |
| Grashof | $Gr = \beta (g l^3 / \nu^2) \Delta t$ | Määrab külmade ja soojade vedelikuosakeste erinevast tihedusest tuleneva tõstejõu suhte molekulaarsetesse hõõrdejõududesse (st iseloomustab vedeliku vabaliikumist). |
| Prandtl* | $Pr = \nu / \alpha$ | On temperatuuride ja kiirusväljade sarnasuse mõõduks vedeliku voolus, iseloomustab tema füüsikalisi omadusi. |
| Reynolds | $Re = (\omega l) / \nu$ | On inertsjõudude ja viskoossuse suhte mõõduks vedeliku voolus, iseloomustab vedeliku voolamise hüdrodünaamilist režiimi. |
| Galilei | $Ga = (g l^3) / \nu^2$ | Raskusjõu ja molekulaarse hõõrdumise suhte mõõt vedeliku voolus. |
| Kutateladze-Kružilina | $K = r / (C_p \Delta t)$ | Aine faasimuutusele kuluva soojusvoo tiheduse (soojuskoormuse) ja ühe faasi ülekuumenemisele (alajahtumisele) kulunud soojuse suhte mõõt. |

* Prantli sarnasusarvu väärtused on toodud lisa, tabelid 1-5.

Tähised tabelis:

α_k – konvektiivse soojusvahetuse koefitsent/konvektsiooni soojusülekandevast, $[W/(m^2 \cdot ^\circ C)]$,

λ – vedeliku soojusjuhtivustegur, $[W/(m \cdot ^\circ C)]$,

ω – vedeliku liikumiskiirus, $[m/s]$,

l – määratlev joonmõõde (torudel – diameeter; vertikaalpiirdel – kõrgus jne), m ,

ν – kinemaatiline viskoossus, $[m^2/s]$,

β – vedeliku mahuline paisumistegur, $^{\circ}\text{C}^{-1}$,
 $g = 9,81$ – vabalangemise kiirendus, $[\text{m}/\text{s}^2]$,
 Δt – vedeliku ja soojusvahetuses oleva soojusvahetaja pinna temperatuuride vahe, $[\text{K}$ või $^{\circ}\text{C}]$,
 α – temperatuuritegur, $[\text{m}^2/\text{s}]$,
 r – faasimuutumissoojus, $[\text{J}/\text{kg}]$,
 C_p – vedeliku erisoojus jääval rõhul, $[\text{J}/\text{kg}^{\circ}\text{C}]$.

Sarnasusarve iseloomustab dimensioonitus, sageli öeldakse, et neil on “nulldimensioon”. Selles on kerge veenduda, kui panna Nusselti arvu valemissse füüsikalised suurused ühe süsteemi dimensioonidega:

$$\text{Nu} = [W \cdot m / (m_2 \cdot ^{\circ}\text{C})] / [W / (m \cdot ^{\circ}\text{C})] = W \cdot m (m \cdot ^{\circ}\text{C}) / [m_2 \cdot ^{\circ}\text{C} W] = 1.$$

Kriteeriumivõrrandite üldkuju

Ekspimentaalandmete üldistamine võimaldab seostada Nusselti arvu, milles sisaldub α_k , teiste sarnasusarvudega, millised samuti iseloomustavad samalaadset soojusvahetust. Selliseid seoseid (olenevusi) nimetatakse kriteeriumivõrranditeks, millised üldkujul oleksid sellised:

$$\text{Nu} = f(\text{Gr}, \text{Pr}, \text{Re}, \text{Ga}, \text{K}). \quad (143)$$

Antud võrrand koosneb ainult nendest sarnasusarvudest, mis iseloomustavad ainult selle soojusvahetuse tüüpi tingimusi. Kriteeriumivõrrandid saadakse eksperimentaalandmete põhjal.

Järgnevalt vaadeldakse mõningaid kriteeriumivõrrandeid, mis on saadud eksperimentide alusel teatud soojusvahetustüüpidel.

9.3. Konvektiivne soojusvahetus suuremahulisel loomulikul konvektsioonil

Kui avaruumi maht, milles toimub konvektiivne soojusvahetus loomulikul konvektsioonil ületab tunduvalt selle keha mõõtmed, mille juures tekib ja areneb vedeliku vaba liikumine, siis seda nimetatakse suuremahuliseks (või piiramatuks). Selline konvektiivne soojusvahetus põlemissaaduste ja ruumi piirete vahel on iseloomulik ruumi tulekahjudel.

Arvestuslik kriteeriumivõrrand sellisele olukorrale on:

$$\text{Nu}_m = C(\text{GrPr})_m^n, \quad (144)$$

kus C ja n – katsetegurid, mille väärtused on järgnevas tabelis 2:

Tabel 2. Kasutegurite väärtused.

| $(\text{GrPr})_m$ | C | n |
|-------------------------------|-------|-----|
| $<10^{-3}$ | 0,5 | 0 |
| $10^{-3} - 5 \cdot 10^2$ | 1,18 | 1/8 |
| $5 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^7$ | 0,54 | 1/4 |
| $>2 \cdot 10^7$ | 0,135 | 1/3 |

Indeks m võrrandis (144) osutab, et kõik vedeliku parameetrid tuleb võtta keskmisel temperatuuril, mis on vedeliku ja seina temperatuuri aritmeetiline keskmine. Iseloomustavaks (määravaks) joonmõõteks Nusselti arvu leidmisel (Nu_m) valemi (144) järgi võetakse: torudel ja keradel – diameeter d , vertikaalsel pinnal – kõrgus h , horisontaalsel pinnal – lühema külje pikkus. Määrates võrrandi (144) järgi Nusselti arvu, saame välja arvutada soojavahtuse teguri α_k (konvektsiooni soojusülekandeegur):

$$\alpha_k = (\text{Nu}_m \lambda_m) / l, \quad (145)$$

kus λ_m – soojusjuhtivustegur määratud temperatuuril, $[\text{W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})]$,

l – määrav mõõde, $[\text{m}]$.

Kui soojusvahetaja horisontaalse pinna ülespoole suunatud pinnalt toimub soojuse äraandmine, siis soojusvahetustegur suureneb 30%, kui aga soojust äraandev pind on suunatud allapoole, siis soojusvahetustegur, mis on leitud võrrandi (145) alusel väheneb 30%.

9.4. Konvektiivne soojusvahetus kihtides loomulikul konvektsioonil

Loomulik konvektsioon vedelike või gaasi(õhu) kihtides esineb konstruktsioonitühimikes, soojustandvate seinte ja soojusvahetajate auru-ning veetorstike kinnistes taandmikes ja vaheseinte taga. Selle tagajärjel tekivad üheaegselt nii keskkonna soojenemise kui ka jahtumise protsessid. Keskkonna liikumine kihtides on põhjustatud soojust andvate ja soojust vastuvõtivate pindade suurusest, kujust, vahekaugusest ning temperatuuride vahest. Soojuse ülekande kihtides toimub nii konvektsiooni kui ka soojusjuhtivuse teel, mistõttu kogu protsessi on küllalt keeruline arvutada. Arvutuste lihtsustamiseks kasutatakse tavaliselt Fourier'i soojusjuhtimise ümberkujundatud võrrandeid:

$$q = (\lambda_{ekv} / \delta) (t'_w - t''_w) \quad (146)$$

ja

$$\lambda_{ekv} = \epsilon_k \lambda, \quad (147)$$

kus λ_{ekv} – ekvivalentsoojusjuhtivustegur,

δ – kihi paksus, [m],

$t'_w - t''_w$ – vastavalt soojust andva pinna ja soojust vastuvõtva pinna temperatuuride vahe, [$^{\circ}\text{C}$],

ϵ_k – konvektsioonitegur, mis määratakse katseliselt ja tema väärtused on:

$$\begin{aligned} \epsilon_k &= 1 && \text{kui } (Gr Pr) < 10^3; \\ \epsilon_k &= 0,18(Gr Pr)_m^{0,25} && \text{kui } (Gr Pr)_m \geq 10^3; \\ \epsilon_k &= 0,105 (Gr Pr)_m && \text{kui } (Gr Pr)_m < 10^6; \\ \epsilon_k &= 0,4(Gr Pr)_m && \text{kui } (Gr Pr)_m \geq 10^6. \end{aligned} \quad (148)$$

Kui $\epsilon_k = 1$ ja $\lambda_{ekv} = 1$, siis toimub soojusülekanne kihtides vaid soojusjuhtivuse teel.

Kõikide füüsikaliste parameetrite arvutustel kasutatakse määrava temperatuurina keskmist temperatuuri:

$$t_m = 0,5(t'_w + t''_w).$$

9.5. Konvektiivne soojusvahetus vedelike sundliikumisel

9.5.1. Soojusvahetus laminaarsel voolamisel torudes

Vedeliku laminaarsel voolamisel ($Re < 2320$) vedelikuosakeste sundümberpaiknemisega kaasneb ka nende vaba liikumine. Soojusvahetusteguri keskmine väärtus leitakse võrrandist:

$$Nu_f = 0,17 Re_f^{0,33} Pr_f^{0,43} Gr_f^{0,1} (Pr_f / Pr_w)^{0,25} \epsilon_1, \quad (149)$$

kus ϵ_1 – paranduskordaja, mis arvestab voolu algosa mõju soojusvahetustegurile torus (tabel 3).

Tabel 3.

| $l/d_{\text{välis}}$ | 1 | 2 | 5 | 10 | 15 | 20 | 30 | 40 | 50 |
|----------------------|-----|-----|------|------|------|------|------|------|----|
| ϵ_1 | 1,9 | 1,7 | 1,44 | 1,28 | 1,18 | 1,13 | 1,05 | 1,02 | 1 |

Määravaks temperatuuriks valemis (149) on vedeliku keskmine temperatuur, iseloomustavaks joonmõõtmeks on toru siseläbimõõt.

Märkus: siin ja edaspidi tähendab kriteeriumite indeks f seda, et kriteeriumides olevad füüsikalised parameetrid on võetud tabelist vedeliku temperatuuri järgi, indeksi w korral aga seina pinnatemperatuuri järgi.

9.5.2. Soojusvahetus vedelike turbulentsel voolamisel kanalites ja torudes

Soojusvahetusteguri keskmiste väärtuste määramisel kasutatakse katseandmete üldistamisel saadud võrrandit:

$$Nu_f = 0,021 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,43} (Pr_f / Pr_w)^{0,25} \epsilon_1. \quad (150)$$

Indeks f Nu , Re ja Pr juures osutab füüsikaliste parameetrite arvutusele vedeliku keskmise temperatuuri juures. Antud juhul on määravaks mõõteks võetud toru siseläbimõõt d_{sisel} või $d_{\text{ekv}} = 4F/U$ mitteümara

ristlõikega kanalite puhul, kus F on kanali ristlõike pindala ja U selle ristlõike perimeeter. Kordaja $\varepsilon_1 = 1$ kui $l/d_{\text{välis}} \geq 50$ ja kui $l/d_{\text{välis}} < 50$ siis kasutatakse teda olenevalt Re arvust antud tingimustel (tabel 4).

Tabel 4.

| Re_f | ε_1 , kui $l/d_{\text{välis}}$ on: | | | | | | | | |
|----------------|--|------|------|------|------|------|------|------|----|
| | 1 | 2 | 5 | 10 | 15 | 20 | 30 | 40 | 50 |
| $1 \cdot 10^4$ | 1,65 | 1,5 | 1,34 | 1,23 | 1,17 | 1,13 | 1,07 | 1,03 | 1 |
| $2 \cdot 10^4$ | 1,51 | 1,4 | 1,27 | 1,18 | 1,13 | 1,1 | 1,05 | 1,02 | 1 |
| $5 \cdot 10^4$ | 1,34 | 1,27 | 1,18 | 1,13 | 1,1 | 1,08 | 1,04 | 1,02 | 1 |
| $1 \cdot 10^5$ | 1,28 | 1,22 | 1,15 | 1,1 | 1,08 | 1,06 | 1,03 | 1,02 | 1 |
| $1 \cdot 10^6$ | 1,14 | 1,11 | 1,08 | 1,05 | 1,04 | 1,03 | 1,02 | 1,01 | 1 |

9.5.3. Soojusvahetus vedelike voolamisel kanalites ja torudes üleminekurežiimil

Üleminekurežiim vedelike voolamisel on Re väärtustel vahemikus 2 320 kuni 10 000. Soojusvahetusteguri määramisel kasutatakse järgmist arvutuslikku kriteeriaalvõrrandit:

$$Nu_f = K_o Pr_f^{0,43} (Pr_f/Pr_w)^{0,25}, \quad (151)$$

kus K_o – Reynoldsi arvu funktsioon, tema väärtused on toodud tabelis 5:

Tabel 5.

| | | | | | | | | | | | |
|-----------------|-----|-----|-----|-----|------|------|----|----|----|----|----|
| $Re \cdot 10^3$ | 2,3 | 2,5 | 3,0 | 3,5 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| K_o | 3,6 | 4,9 | 7,5 | 10 | 12,2 | 16,5 | 20 | 24 | 27 | 30 | 33 |

Määravaks temperatuuriks võrrandis (151) on vedeliku keskmine temperatuur, määravaks mõõteks on toru siseläbimõõt d_{sis} või d_{ekv} .

Soojusvahetust vedelike liikumisel torudes ja kanalites üleminekurežiimil tuleb sageli arvutada tuletõrje praktiliste ülesannete lahendamisel.

9.5.4. Soojusvahetus vedeliku ristsuunalisel voolamisel soojusvaheti torude suhtes

Katseandmed näitavad, et soojusvaheti torudelt soojaülekanne keskkonda on torude vahel erinev. Paralleelse torude paigutusega torukimbus on erinevate toruridade soojusvahetustegur erinev. Siit tuleneb ka torude paigutuse skeemi tähtsus, näiteks “koridor- või malekorrapaigutus”. Sel põhjusel on vedeliku ristsuunalisel voolamisel erinevalt paigutatud soojusvaheti torude puhul soojusvahetusteguri arvutamisel kriteeriaalvõrrandites kasutatavad katsete tegurid erinevad. Üksiktoru suhtes on kasutatav selline kriteeriaalvõrrand:

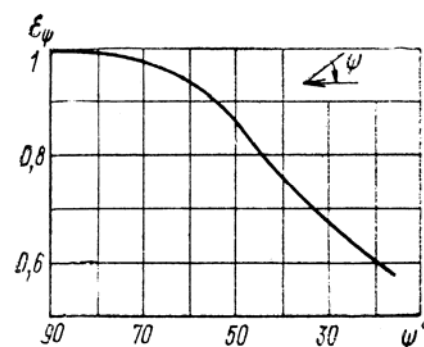
$$Nu_f = 0,5 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,38} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \quad \text{juhul, kui } Re_f \leq 1 \cdot 10^3 \quad (152)$$

$$Nu_f = 0,25 Re_f^{0,6} Pr_f^{0,38} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \quad \text{juhul, kui } 1 \cdot 10^3 \leq Re_f \leq 2 \cdot 10^5 \quad (153)$$

Määravaks mõõteks nendes valemities tuleb võtta toru välisläbimõõt. Valemid (152) ja (153) on kehtivad juhul, kui voolu suuna ja toru telje vaheline nurk ψ (ründenurk) on 90° .

Ründenurga vähenemisel väheneb ka soojusvahetuse intensiivsus, mistõttu valemities (152) ja (153) vahendusel arvatud soojusvahetustegurid korrutatakse parandusteguriga ε_ψ , mille väärtused saadakse graafikul (joonis 29).

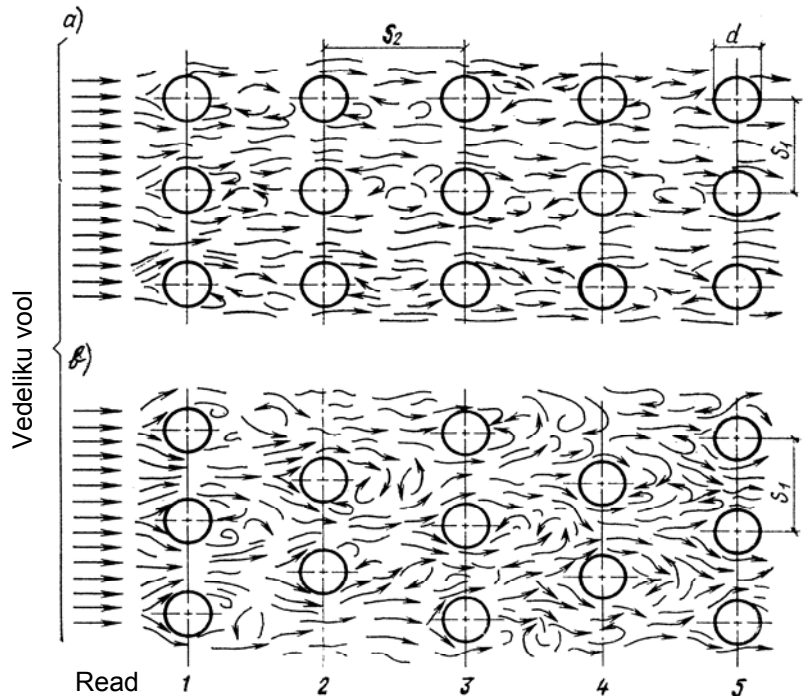
Joonis 29. Parandusteguri ε_ψ sõltuvus ründenurgast ψ üksiktoru soojusvahetusel.



Tavaliselt on soojusvahetites tegu torukimpudega, milles torud võivad olla paigutatud näiteks koridori või malekorra kujul (joonis 30).

Joonis 30. Vedeliku voolamise iseloom.

- a – koridortüüpi torukimbu ümber;
- b – malekorra tüüpi torukimbu ümber;
- d – toru välisläbimõõt; s_1 – toru ridade vahekaugus risti voolu suunda;
- s_2 – toru ridade vahekaugus piki voolu suunda.



Katseandmete üldistamisel on saadud järgmine valem leidmaks soojusvahetustegurit torude kolmandas ja järgmistes ridades.

$$Nu_f = C Re_f^n Pr_f^{0,33} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \epsilon_s, \quad (154)$$

kus C ja n – jäävsuurused ("malekorra" tüüpi puhul $C=0,41$; $n=0,6$; "koridori" tüüpi korral $C=0,23$; $n=0,65$), ϵ_s – parandustegur, mis arvestab torude suhteliste vahekauguste mõju soojusvahetusele.

Paranduskordajat ϵ_s valemile (154) leitakse järgnevalt:

– torude koridor-paigutuse korral

$$\epsilon_s = (s_2/d_{\text{välis}})^{0,15};$$

– torude malekorra-paigutuse puhul

$$\epsilon_s = (s_1/s_2)^{1/6} \text{ juhul, kui } s_1/s_2 < 2,$$

$$\epsilon_s = 1,12 \text{ juhul, kui } s_1/s_2 \geq 2.$$

Soojusvahetusteguri keskmine väärtus kogu torukimbu puhul leitakse valemiga:

$$\alpha_{\text{ksk}} = [\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 (n-2)]/n, \quad (155)$$

kus $\alpha_1=0,6$ α_3 – esimesele reale torude paigutusel kimbus nii koridor- kui malekorra tüüpi puhul,

$\alpha_2=0,7$ α_3 – teisele reale torude malekorrast paigutusel kimbus,

$\alpha_2=0,9$ α_3 – teisele reale torude koridortüüpi paigutusel kimbus,

α_3 – valemi (154) järgi arvatud soojusvahetustegur 3-ndale reale,

n – toru ridade arv torukimbus.

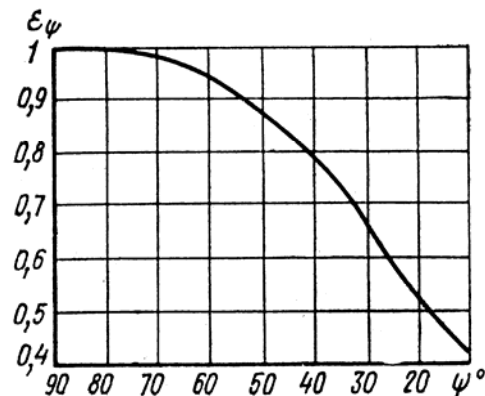
Valem (155) on kehtiv juhtudel kui φ on 90° . Kui $\varphi < 90^\circ$, siis valemi (154) järgi arvatud α_3 väärtust tuleb korrutada parandusteguriga ϵ_ψ , mille väärtused on leitavad graafikult (joonis 31).

Keskmete soojusvahetustegurite arvutamisel vedeliku voolamisel piki soojusvahetaja pinda (seina) kasutatakse järgmist kriteeriaalvõrrandit:

$$Nu_f = 0,037 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,43} (Pr_f/Pr_w)^{0,25}. \quad (156)$$

Määravaks temperatuuriks on selles võrrandis voolava vedeliku temperatuur, määravaks mõõteks pinna (seina) pikkus soojusvahetusosal.

Joonis 31. Parandusteguri ϵ_ψ sõltuvus “ründenurgast” ψ torukimbu soojusvahetusel

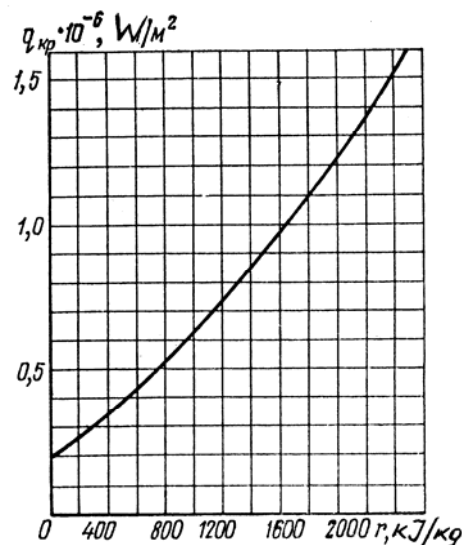


9.6. Soojusvahetus vedeliku keemisel

Soojuse vahetus vedelike keemisel toimub mitmesugustes seadmetes (aurukatlad, aurutid, keedukannud jt), samuti on see iseloomulik mitmetel tulekahju olukordadel (vedelike keemine, väljapurskumine ja ülevoolamine tuleohtlike vedelike põlemisel mahutites või tehnoloogilistes seadmetes). Vedeliku keemine võib toimuda nii tahkel pinnal kui ka vedeliku enda sees. Keemisprotsessiga kaasneb soojuse andmine keevale vedelikule, mis kulub tema aurustumisele. Vedeliku keemine tahkel pinnal võib olla “mulliline”, mille puhul pidevalt tekkivad aurumullid eralduvad pinnalt, kandes soojuse ja aine massi pinnakihilt keevasse vedelikku. Sellist keemisrežiimi täheldatakse vedeliku ülekuumutamisel (üle küllastumistemperatuuri). “Kilelise” keemisrežiimi puhul tekib kuumutataval pinnal pidev aurukile, mis eraldades vedeliku kuumutatavast pinnast, loob suure termilise takistuse ning mille tagajärjel soojusvahetusteguri väärtus keeva vedeliku poolt vaadatuna järsult väheneb.

Kilekeemine tekib auru tekitavate kollete arvu suurenemisel vedeliku ja seina temperatuuride suure vahe tõttu. Kilekeemine esineb tavaliselt suure rõhu all töötavates soojusvahetites.

Soojuse vahetus keemisel oleneb soojusjuhtivusest (α suureneb λ suurenemisel) ja viskoossusest (viskoossuse suurenemisel α väheneb). Mullikeemiselt kilekeemisele üleminekut nimetatakse kriitiliseks. Teda iseloomustatakse soojusvoo kriitilise tihedusega q_{krit} , mis on mõnede vedelike puhul määratletavad graafiliselt (joonis 32)



Joonis 32. Soojusvoo kriitilise tiheduse sõltuvus aurustumissoojusest.

Graafiku kasutamisel peame teadma aurustumissoojust r , mis on vastavast tabelist leitav. Näiteks on vee aurustumissoojus atmosfääri rõhul $(\text{H}_2\text{O})_r = 2257 \text{ kJ/kg}$; etanoolil $(\text{C}_2\text{H}_5\text{OH})_r = 865 \text{ kJ/kg}$.

Soojusvahetustegurit α võib mullkeemise režiimil vee jaoks (rõhkude piirkonnas 0,1 kuni 4MPa) arvutada järgmise valemiga:

$$\alpha = 4,44q^{0,7} p_{\text{küll}}^{0,15} \text{ või } \alpha = 106\Delta t^{2,33} p_{\text{küll}}^{0,5},$$

kus q – soojusvoo pinnatihedus (tavaliselt tehnoloogilise protsessi läbiviimise tingimustele vastav soojuskoormus, näiteks katla auru eritootlikkus), $[\text{W}/\text{m}^2]$,

$p_{\text{küll}}$ – küllastusrõhk, $[\text{MPa}]$,

Δt – temperatuuride vahe (vedeliku ja seina pinna vahel), $[\text{°C}]$.

Soojusvahetustegur teistele vedelikele küllastusrõhul diapsoonis 0,02 kuni 1MPa määratakse järgmise valemi abil:

$$\alpha = Cq^{0,7} p_{\text{küül}}^{0,4}, \quad (158)$$

kus C – katsetegur, näiteks bensoolil $C=1,39$; metanoolil $C=1,62$; etanooli $C=1,95$.

9.7. Soojusvahetus auru kondensatsioonil

Auru kondensatsioon on oleku muutus gaasilisest olekust (aur) vedelasse olekusse (vedelik). Kondensatsioonil eraldub soojust, mis eraldub soojuskandjalt seinale. Kondensatsiooni on kahte tüüpi: tilk- ja kilekondensatsioon. Kilekondensatsioon tekib auru kokkupuutel märguva jahutuspinnaga, tilkkondensatsioon tekib kahel puhul: esiteks – kui kondenseeruv auru on õli, petrooleumi jms. lisandeid, mis sadestuvad jahutuspinnal (kondensatsioonipinnad) moodustades mittemärguva kile (sellisel alal on soojuse ülekande auru jahutuspinnale 15-20 korda väiksem võrreldes puhta jahutuspinnaga); teisel puhul tekib tilkkondensatsioon juhul kui kondenseerunud vedelik ei märgu jahutuspinnaga.

Auru kondensatsioonil põhinevat soojusvahetite arvutustel arvestatakse kilekondensatsiooniga.

Soojusvoog (soojuskoormus) määratakse järgmiste valemitega:

$$q = \alpha_k (t_f - t_w) \quad \text{juhul, kui } t_f > t_w \text{ ja} \quad (141)$$

$$q = \alpha_k (t_f - t_w) \quad \text{juhul, kui } t_f < t_w, \quad (142)$$

kus q – soojusvoog (soojuskoormus), $[W/m^2]$,

t_f, t_w – vastavalt vedeliku ja seina temperatuurid, $[^{\circ}C]$,

α_k – konvektsiooni soojusülekandeegur, mis väljendub soojushulgas, mida annab $1m^2$ suurune soojusvahetuspinna 1 tunni jooksul vedeliku ja seina $1^{\circ}C$ temperatuurivahe puhul, $[W/(m^2 \cdot ^{\circ}C)]$.

Soojusvahetustegur leitakse järgmise valemi järgi:

$$\alpha_k = (Nu_m \cdot \lambda_m) / l \quad (145)$$

kus λ_m – soojusjuhtivustegur määratud temperatuuril, $[W/(m \cdot ^{\circ}C)]$,

l – määrav mõõde, $[m]$,

kusjuures $Nu_m = C (Gr Pr K)_m^{0,25}, \quad (159)$

kus C – katsetegur; vertikaalsetel pindadel $C=0,943$, horisontaalsetel pindadel $C=0,15$, horisontaalsetel torudel $C=0,72$.

Soojusvahetuse seaduspärasused kondensatsioonil on kasutatavad tuleohutusala ülesannete lahendamisel.

9.8. Mõningaid tuleohutuse alaseid ülesandeid

Konvektiivse soojusvahetuse teooria on aluseks paljude praktiliste tuleohutusala ülesannete lahendamisel. Allpool tutvumegi tüüpülesannetega, mis käsitlevad erinevaid konvektiivse soojusvahetuse olukordi. *Sarnasusteooriat* kasutab tuleohutuse oma uuringutel, mis käsitlevad nii kuumutamise- ja kui ka kuivatusprotsesside tule- ning plahvatusohtlikkuse parameetreid, ehituskonstruksioonide tulepüsivust, põlevmaterjalide tuleohtlikkust, kustutusainete efektiivsust. Eriti olulised on sisetulekahju dünaamika uuringud (temperatuuri ja gaasivahetuse ajalised muutumised).

Konvektiivne soojusvahetus loomuliku konvektsiooni tingimustes on tüüpiline nähtus enamikel sisetulekahjudel. Tõestust on leidnud, et hoone sisetulekahjul on $(Gr Pr)_f > 2 \cdot 10^7$, mistõttu soojusülekande-teguri leidmiseks kasutatakse kõige enam järgmisi kriteeriaalvõrrandeid:

a) vertikaalpiirete puhul (sein, vahesein jms)

$$Nu_f = 0,15 (Gr Pr)_f^{1/3} \quad (160)$$

juhul, kui $1 \cdot 10^3 < (Gr Pr)_f < 1 \cdot 10^9$ ja

$$Nu_f = 0,76 (Gr Pr)_f (Pr_f / Pr_w) \quad (161)$$

juhul, kui $(Gr Pr)_f \geq 1 \cdot 10^9$.

b) horisontaalpiirete puhul (vahelagi, katuselagi jms)

$$Nu_f = 0,5 (Gr Pr)_f^{0,25} (Pr_f / Pr_w)^{0,25}. \quad (162)$$

Suuremahulisel loomulikul konvektsioonil hoone sisetulekahju tingimustel arvatavat konvektsiooni soojusülekandegurit (145) võib seejärel kasutada summaarse soojusülekandegurimääramisel. Tulekahju tingimustes konvektsiooni soojusülekandegur algul suureneb, seejärel ruumi keskkonna temperatuuri tõustes – väheneb. Näiteks on tõestatud, et juba temperatuuril 612°C konvektsiooni soojusülekandegur moodustab 15,3%, aga temperatuuril 715°C – 7,5% ja temperatuuril 819°C (s.o 1 tund peale nn „standardtulekahju“ algust) – ainult 5% summaarsest soojusülekandegurist konvektsioonil ja kiirgusel.

Võrrandeid (144), (145), ja (157)-(162) kasutatakse järgmiste ülesannete lahendamisel:

- 1) soojusülekandegur ja sisetulekahjul põlemissaadustelt ümbritsevatele seintele antava soojushulga määramisel;
- 2) autode heitgaaside soojusel põhineva tuletõrje kustutusvee (kustutusauto paagis näiteks) soojendustorustiku arvutamisel. See on oluline eeskätt külmades piirkondades tegutsevatele tuletõrjekomandodele;
- 3) kõrge temperatuuriga soojuskandjaga (vedelik, gaas või aur) torustike soojusvahetus köetava ruumi õhuga;
- 4) soojusvahetuse arvutused kuivatites (voolikute kuivatustornid, sooja õhuga köetavad kuivatuskambrid jm) tuletõrjevoolikute kuivatamisel;
- 5) tuletõrje signalisatsiooni- ja automaatkustutusseadmete andurite paigutamise optimaalsete tingimuste leidmine.

Konvektiivse soojusvahetuse iseärasused sisetulekahjul mida on tingimata vaja arvestada tuleohutus-ülesannete lahendamisel:

- 1) sisetulekahjudel tekivad nii suured konvektiivsed gaaside liikumised, et nende järgi saab määrata kogu tulekahju suunda (leek, põlemisgaasid). Sellega tuleb arvestada nii tuletõkete (uksed vm) ja suitsuluukide paigutamisel kui ka puhkenud tulekahju kustutamisprotsessis (näiteks suitsuventilaatorite paigutamisel, k.a uste ja akende kaasabil saame konvektsiooni suundasid muutes alandada tulekahju temperatuuri ja samuti suitsu kontsentratsiooni);
- 2) katsed on näidanud, et sisetulekahjudel soojuse konvektiivne ülekanne toimub selliselt, et kõrgeima temperatuuriga tsoon on ruumi laest 10-25 cm madalamal. Seda asjaolu arvestades paigutataksegi tuletõrje signalisatsiooni- ja automaatsete tulekustutusüsteemide andurid laest 5-40 cm kaugusele;
- 3) sisetulekahjudel tekivad väga suured konvektiivsed gaasivoolud, mis deformeerivad (viies neid eemale tulekoldest) nii pihustatud vee- kui ka vahujugasid statsionaarsetelt tulekustutusseadmetest. Eriti ilmneb see 8-10 m kõrguste ruumide puhul, mistõttu statsionaarsete tulekustutite projekteerimisel tuleb sellega arvestades leida kustutusaine pealeandmise kiirus (kustutusaine erikulu).

Soojusvahetus piiratud ruumialas (kihtides) esineb näiteks kustutusautode kere soojusisolatsiooniga eraldatud õhukihtides ning ahjude kinnistes orvades (õõnetes). Seal tuleohtliku materjali pinnatemperatuuri määramisel või orvade (õõnete) tuleohutusmõõtude määramisel on võrrandi (147) järgi leitud soojusvoog üks liidetavatest summaarse soojusvoo määramisel (kiirgus-konvektsioon soojusvahetusel).

Küllalt sageli kasutatakse tuletõrjeasjanduses võrrandeid, mis kirjeldavad *konvektiivset soojusvahetust vedelike sundvoolamisel*. Sellise konvektiivse soojusvahetuse tüüpilisteks ülesanneteks on:

- 1) soojusülekandegurimääramine kustutusauto heitgaasidega soojendatavas veepaagis;
- 2) soojusvahetus voolikutes voolava vee (talvetingimustes ettesoojendatud vee) ja välisõhu vahel;
- 3) põlemisgaaside temperatuuri määramine lõõrides (suitsukäikudes) ja lõõride (suitsukäikude) seinte välispinna temperatuuri määramine;
- 4) soojusvahetus tuletõkke kanalite (torud, pilud) seinte ja kõrge temperatuuriga suitsugaaside, põlemisgaaside või auru vahel;
- 5) torudes oleva kõrge temperatuuriga auru, suitsugaaside või metallisulandi ning torusid ümbritsevate piirete vahel;
- 6) sooja õhuga kuumutatavad tuletõrjevoolikute kuivatuskambrid;
- 7) autode mootorite täiendava jahutustorustiku (soojusvahetaja) parameetrite arvutamine.

Erilist tähelepanu kujutavad *ülesanded*, kus kasutatakse *vedeliku keemisel ja auru kondenseerumisel esinevat soojusvahetust* kirjeldavaid võrrandeid. Järgnevalt nimetame olulisemaid ülesandeid vedeliku keemisega seonduvalt:

- 1) Soojusvahetite ja tehnoloogiliste seadmete, eriti reaktorite, kus võib toimuda vedeliku keemine välisseinte temperatuuri määramisel on vajalik teada soojusülekanne teguri ja soojusvoo väärtust. Mullkeemise režiimil saab α ja q määrata võrranditega (157) ja (158), muud seina temperatuuri määramisel kasutatavad tingimused määrab tehnoloogiline reglement.
- 2) Igale rõhu väärtusele vastab ainult üks antud vedeliku küllastustemperatuur. Rõhu vähenedes küllastustemperatuur väheneb. Kui mingis kinnises tehnoloogilises mahutis rõhk järsult langeb, põhjustab see vedeliku temperatuuri üleoleku küllastustemperatuurist ja momentaanse kogu vedeliku mahtu haarava keemise ning vedeliku aurustumise. Sellisel juhul aurude erimaht ületab mitmekordselt vedeliku erimahu. Näiteks 1 liitri vee aurustumisel moodustub ca 1700 liitrit veeauru. Seega võib tekkinud aurust põhjustatud kõrge rõhk anuma purustada. Sel põhjusel tekitab naftasaadustes olev vesi tulekahjust põhjustatud mahulisel keemisel väljapurskeid mahutitest.
- 3) Keemisrežiimi rikkumine – üleminek mullkeemiselt kilekeemisele põhjustab soojusvahetusseadmete seinte ülekuumenemise või läbipõlemise (sel juhul väheneb soojuse eraldus järsult). Vedeliku sattumine katla või toruahju küttekoldesse (seinte läbipõlemise korral) lõpeb reeglina plahvatuse ja tulekahjuga. Seinte ülekuumenemist ja läbipõlemist saab vältida, kui hoida keemist mullrežiimil, st soojusülekanne teguri, soojusvoo ja temperatuuride vahe väärtused on alla kriitiliste väärtuste. Sageli kasutatakse tuleohutuse määratlemisel soojusvoo kriitilisi suurusi. Tuleohutus on tagatud kui $q < q_{\text{kriitiline}}$.

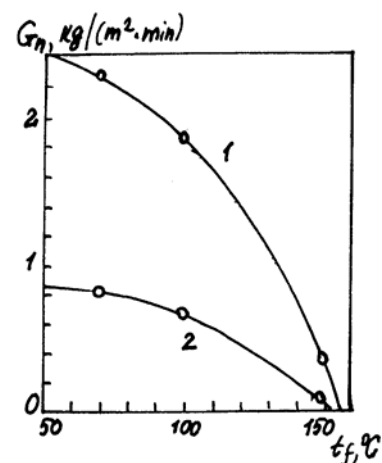
Vedelike soojusvoo kriitilisi väärtusi saab leida graafikult (joonis 32). Teistel juhtudel määratakse $q_{\text{kriitiline}}$ valemite järgi, mis on leitavad soojustehnika käsiraamatutes. Soojusvaheti seinte läbipõlemist saab vältida mitmesuguste tehniliste vahenditega, näiteks ekraanide paigutamisega soojusallikalt tuleva kiirguse vähendamiseks.

Järgnevalt vaatleme näiteid soojusvahetusest auru kondenseerumisel.

1. Kondensatsiooniseadmete (torukimbud jms) välispinna temperatuuri määramine ja võrdlemine lubatud temperatuuri piirnormiga. Seda ülesannet saab lahendada, kui teame auru kondensatsiooni soojusülekanne tegurit, see määratakse valemite (145) ja (159) abil.
2. Auru kondenseerumisel esinevaid soojusvahetuse iseärasusi tuleb arvestada juhul, kui projekteeritakse veeauru kasutamiseks tulekahju mahtkustutusseadmeid. Teatavasti saavutatakse kustutusefekt siis, kui veeaur täidab vähemalt 35% ruumi mahust.

Tulekahju algperioodil, mil ehituskonstruktsioonide ja seadmete pinnad on madalama temperatuuriga kui auru küllastustemperatuur (atmosfääri rõhu tingimustel), siis osa aurust võib kondenseeruda eelnimetatud pindadel. See kontsentratsiooni vähenemine põhjustab ka auru tulekustutusvõime vähenemise, mis tuleb korvata lisaauruga. Kondenseerunud auru hulka nii horisontaal- kui ka vertikaalpindadel saame määrata graafikult (joonis 33).

Joonis 33. Kondenseerunud veeauru hulga sõltuvus ümbritseva keskkonna temperatuurist.
1 – vertikaalsele pinnale, 2 – horisontaalsele pinnale.



Üldine kondenseerunud auru kogus $G_{k.a.}$ [kg/min] on arvutatav valemiga:

$$G_{k.a.} = G_v F_v + G_h F_h,$$

kus G_v ja G_h – vastavalt vertikaal- ja horisontaalpindadel kondenseerunud auru hulk, määratud joonisel toodud graafikult, [kg/(m²·min)],

F_v ja F_h – vastavalt vertikaal- ja horisontaalpinnad, milliseid arvestatakse veeauru tulekustutus-süsteemide projekteerimisel, [m²].

Arvutused näitavad, et keskkonna temperatuuril alla 100°C võib kondenseerunud auru hulk olla sageli mitmekordselt suurem tulekahju mehaaniliseks kustutamiseks vajalikust veeauru hulgast, mida arvestatakse auru kondensatsiooni puudumise tingimusel.

3. Veeauruga kustutusseadmete projekteerimisel võidakse arvestada küllalt pikkade perforeeritud magistraal- ja jaotustorustikega. Isoleerimata torude puhul esineb aga märkimisväärne veeauru kondensatsioon ning veeauru hulka tuleb sellevõrra suurendada, et tagada tule kustutamiseks vajalik veeauru kontsentratsioon ruumis. Kondensatsiooni vähendamiseks tuleb kas torustike pikkusi lühendada või torusid isoleerida. Selliste ülesannete lahendamisel on abiks valemid, mis on toodud ülejärgnevas peatükis „Liitsoojusvahetus“, soojusülekande teguri leidmiseks auru kondensatsioonil on võrrand (159).
4. Analooget ülesannet saab lahendada juhul kui on tegemist tuleohtlike ainete aurude transpordiga ventilatsioonisüsteemi torudes – siin tuleb määrata soojusisolatsiooni parameetrid, mis väldiksid aurude kondenseerumise ja põlevkile tekkimise õhutorude sisepindadel.

10. KIIRGUSOOJUSVAHETUS

10.1. Kiirgussoojusvahetuse bilanss ja iseloomustus

Paljudes tööstusvaldkondades on mitmesuguseid kõrgel temperatuuril töötavaid seadmeid (metallide sulatus ja metallivalu, metallide termiline töötlemine, küttekadlad jm). Kõrged temperatuurid on iseloomulikud ka tulekahju arenguprotsessis. Kõikidel nendel juhtudel on valdavaks kehade vahelisel soojusülekanal soojusülekanne kiirguse teel. Juba alates 800°C-st on praktiliselt tegu kiirgussoojusvahetusega, konvektiivse soojusvahetuse osatähtsus on suhteliselt väike.

Seadmete kõrge temperatuuriga pindadelt, tulekahju leegist ja põlemissaadustelt tulenev kiirgussoojus võib süüdata lähedalolevaid põlevmaterjale ja ehituskonstruksioone. Lisaks sellele takistab kiirgusenergia oluliselt tuletõrjajate-päästjate tööd. Kiirguslik soojusvahetus kujutab endast *soojusenergia muundumisprotsessi elektromagnetiliste lainete energiaks*, mille levimiskiirus on 300 000 km/s (vaakumis). Soojuskiirgus on iseloomulik igale ainele, nii tahkele, vedelale kui gaasilisele, mille temperatuur on kõrgem 0°C.

Kuumade objektide nähtav värvus

| Temperatuur, °C | Ilming |
|-----------------|--------------------------|
| 550 | Esmalt nähtav punahõõgus |
| 700 | Tumepunane hõõgus |
| 900 | Kirsipunane hõõgus |
| 1100 | Oranž hõõgus |
| 1400 | Valge hõõgus |

Kui enamiku tahkete ja vedelate ainete kiirgusspekter on pidev, siis gaasidele on iseloomulik valikuline (selektiivne) kiirgusspekter. Valgus- ja infrapunastel kiirtel lainepikkusete vahemikus vastavalt 0,4-0,78 ja 0,78-1000 µm on omadus neelduda kehaes ja muunduda soojusenergiaks.

Mõnede kiirgusliikide lainepikkused

| Kiirguse liik | Lainepikkus, [m] | Kiirguse liik | Lainepikkus, [m] |
|---------------------|---------------------------|---------------------------------|--|
| Kosmiline kiirgus | $0,05 \cdot 10^{-12}$ | Nähtava (valge) valguse kiirgus | $(400-780) \cdot 10^{-9}$ |
| γ - kiirgus | $(0,5-1) \cdot 10^{-12}$ | Infrapunane (soojus) kiirgus | $780 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-3}$ |
| Röntgenkiirgus | $(1000-20) \cdot 10^{-9}$ | Raadiokiirgus (raadiolained) | alates $0,2 \cdot 10^{-3}$ kuni mitmete kilomeetriteni |
| Ultraviolettkiirgus | $(20-400) \cdot 10^{-9}$ | | |

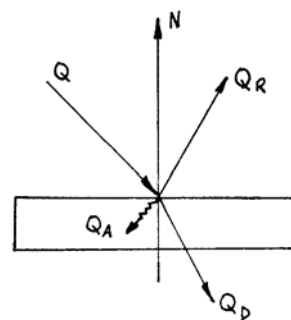
Tuletõrjetehnikas pakuvad huvi järgmised kiirgusliigid: ultraviolett-, nähtav (valge)-, infrapunane (soojus-) ja radiokiirgus. Esimese kolme baasil töötavad mitmesugused tuleohutusandurid. Näiteks diapsoonis 0,28-0,38 μm töötavad ultraviolettkiirgusele tundlikud andurid, diapsoonis 0,38-0,78 μm – nähtavale (valgele) valgusele tundlikud andurid ja diapsoonis alates 0,78 μm -st kuni mõnede mikromeetriteni – infrapunasle kiirgusele tundlikud andurid. Valguskiirgusel ja infrapunasel (soojus) kiirgusel (0,4-40 μm) on teataval määral võime soojendada kiiratavat keha, mis on arvestatav tuleohtlikkuse seisukohast nii koduses majapidamises kui ka tööstuses kasutatavate soojendusseadmete suhtes, samuti ka tulekahju olukorras.

Diapasoonis 1,68-2 m (ULL raadiolained) ja 10-100 m (LL raadiolained) töötavad mitmesugused ametkondlikud raadiojaamad.

Kiirgussoojusvahetusega kaasneb kaks energiamuundumist:

- kuumutatud keha kiirgab keskkonda soojust (toimub soojusenergia muundumine elektromagnetiliste lainete energiaks);
- kiired, mis kohtuvad oma teel mingi kehaga, annavad oma energia temale, mis omakorda muundub soojuseks (kehas neeldunud elektromagnetlainete energia muundub aine molekulide võnkeenergiaks või elektronide liikumisenergiaks).

Kiirgussoojusvahetusel kehale langev kiirgusenergia osaliselt nii peegeldub tagasi keskkonda kui ka läbib keha. Joonisel 34 on toodud kiirgusenergia jagunemise skeem.



Joonis 34. Kehale langeva kiirgusenergia jagunemine.

Lähtudes eeltoodust saame kiirgussoojusvahetuse bilansi väljendada selliselt:

$$Q = Q_R + Q_A + Q_D, \quad (163)$$

kus Q_R, Q_A, Q_D – vastavalt kehalt peegeldunud, kehas neeldunud ja keha läbinud kiirgusenergia osad, Q – kogu kehale langev kiirgusenergia.

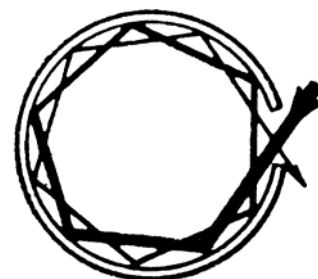
Jagades võrrandi (163) mõlemad pooli suurusega Q , saame $R + A + D = 1$, (164)

kus $R=Q_R/Q$; $A=Q_A/Q$; $D=Q_D/Q$ – vastavalt keha suhtelised peegeldus-, neeldumis- ja läbitavusvõimed.

Suurusi R, A ja D nimetatakse vastavalt peegeldumisteguriks, neeldumisteguriks ja läbitavusteguriks ning nad iseloomustavad keha omadusi, nad olenevad aine agregaatolekust, tema temperatuurist, pinna seisukorrast ja langeva kiirguse lainepikkusest. Enamikel tahketest kehadest $D=0$ ja võrrandil on selline kuju $R+A=1$. Gaaside puhul võib aga praktiliselt piirduda lihtsustava tingimusega, et gaas ei peegalda kiirgust ja võrrandil on selline kuju $A+D=1$.

Kui keha neelab kogu temale langeva kiirgusenergia, siis on tegemist *absoluutselt musta kehaga*. Sellisele omadusele vastab üksnes ideaalne keha! Praktiliselt esineb looduses vaid ligilähedaste absoluutselt musta keha omadustega aineid või materjale: näiteks mustal riidel $A=0,98$; mustal sametil $A=0,995$; veel ja tahmal on $A=0,95$, härmatisel $A=0,97$; lumel ja jääl on $A=0,95-0,98$. Siinkohal tuleb märkida, et lumi, härmatis ja jää on peaaegu absoluutselt mustad kehad üksnes mitte väga kuumade kehade soojuskiirguse suhtes.

Joonisel 34a on näidatud, kuidas võib absoluutselt musta keha omadusi saavutada õõnsasse kehasse tehtud avaga, millesse sattunud kiired “ekslevad” kuni peaaegu täieliku neeldumiseni.



Joonis 34a. Kiire neeldumine õõnsas kehas.

Absoluutselt valge keha on selline, millelt peegeldub tagasi kogu langev kiirgusenergia. Siin on $A=D=0$ ja $R=1$. Ligilähedased absoluutselt valgele kehale on poleeritud metallid ($R \approx 0,97$).

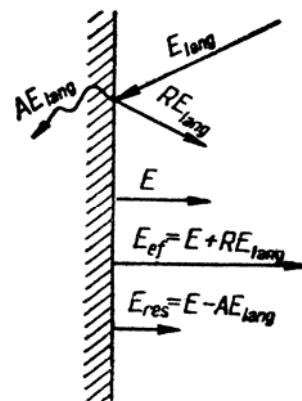
Absoluutselt läbipaistva keha (diatermiline keha) korral läbib langev kiirgusenergia keha täielikult, siin on $A=R=0$ ja $D=1$. Ligilähedasel on selliste omadustega õhukesed õhukihid, ühe- ja kaheaatomilised puhtad gaasid (hapnik, vesinik, lämmastik), millel $D \approx 1$. Tahketel ja vedelatel ainetel on $D \approx 0$, sest nad neelavad langevat kiirgusenergiat ainult õhukeses pinnakihis, seega on nad praktiliselt mitteläbipaistvad soojuskiirguse suhtes. Et tegurid R , A ja D sõltuvad lainepikkusest, siis võivad füüsikalised kehad olla mõnel lainepikkusel “peaaegu” mustad, mõnel teisel lainepikkusel aga “peaaegu” valged. Paljudel kehadel on tegur A vähe lainepikkusest. *Ettekujutatavat keha, millel tegur A on kõigil lainepikkustel ühesuguse väärtusega, nimetatakse “halliks” ja vastavat summaarset (integraalset) kiirgust – “halliks kiirguseks”.* Praktiliselt vaatlemegi neid juhuseid, kus kiirgust võib lugeda praktiliselt “halliks”. Kiirguse spektraalsete iseärasuste arvesse võtmine komplitseerib äärmiselt probleemi, mistõttu me ei käsitlegi “mittehalli” kiirguse küsimusi.

Seega kõiki reaalseid kehi on tavaks nimetada hallideks kehadeks, sest neil pole ei absoluutselt valge ega absoluutselt läbipaistva keha omadusi.

Tuleohutuse seisukohalt on väga tähtis teada kiirgussoojusvahetuses osaleva keha omadusi, et vajalikke kaitsemeetmeid tarvitusele võtta (viimistlusmaterjalid, kaitseekraanid, veeseinad jms).

Kiirgusenergia hulka, mis läbib vaadeldava pinna ühikut ühes ajaühikus, nimetatakse *kiirgusvooks* ja tähistatakse E , [W/m^2].

Keha pinnalt väljuv kiirgusvoog on summa keha temperatuuriga määratud “omakiirgusest” E ja pealelangeva kiirgusvoo E_{lang} sellest osast, mis peegeldub tagasi – RE_{lang} (joonis 34b).



Joonis 34b. Pinna soojusvahetust iseloomustavad kiirgusvoogude liigid.

Summat $E_{ef} = E + RE_{lang}$ nimetatakse *efektiivseks kiirguseks*.

Resulteeruv kiirgus $E_{res} = E - AE_{lang}$ on keha poolt väljasaadetava energiahulga E ja samal ajal vastuvõetava energia hulga AE_{lang} vahe. Ta iseloomustab resulteeruvat energiahulka, mille keha pinnaühik ajaühikus saab või kaotab. Langeva kiirguse elimineerimine valemistest $E_{ef} = E + RE_{lang}$ ja $E_{res} = E - AE_{lang}$ annab efektiivse ja resulteeruva kiirguse vahel:

$$E_{ef} = E/A - R/A \cdot (E_{res}) = E_o - R/A \cdot (E_{res}),$$

kus E_o – pinna temperatuurile vastav absoluutselt musta keha kiirgus.

10.2. Kiirgussoojusvahetuse seadused

Kiirgussoojusvahetuse seadused on saadud statsionaarse kiirgusrežiimi (soojusvahetusest osavõtivate kehade temperatuur ei muutu) tingimustes absoluutselt musta keha suhtes.

Planck'i seadus väljendab absoluutselt musta keha kiirgusintensiivsuse $E_{o\lambda}$ sõltuvust temperatuurist T ja kiirguse lainepikkusest λ (joonis 35). Loomulikult on $\lambda=0$ korral ka $E=0$ ja λ väärtuse kasvades suureneb ka $E_{o\lambda}$ väärtus, kuid teatud piirini, selleni, kus saavutatakse kiirguse maksimum; $\lambda \rightarrow \infty$ juures kiirguse intensiivsus läheneb nullile.

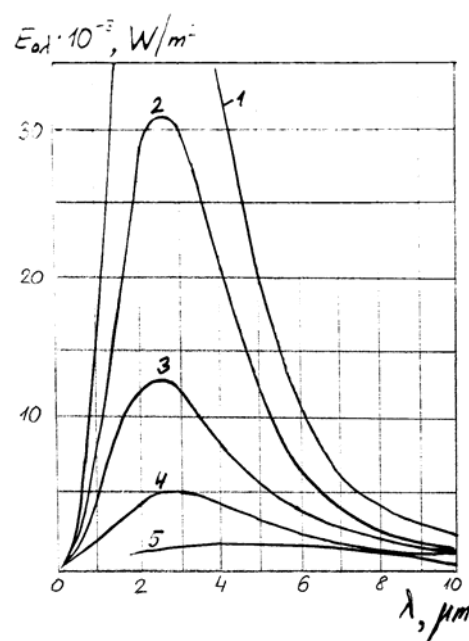
Wien'i seadus kinnitab, et intensiivsuse maksimaalväärtus vastab vastavale lainepikkusele λ_{maks} [m]:

$$\lambda_{maks} = 2,9/(10^3 \cdot T). \quad (165)$$

Valemist (165) näeme, et kiirguse maksimum temperatuuri tõusuga nihkub lühemate lainepikkuste poole (siit ka seaduse nimetus Wien'i nihkeseadus).

Joonis 35. Absoluutselt musta keha kiirguse intensiivsuse sõltuvus lainepikkusest erinevatel temperatuuridel. 1–1400 K; 2–1200 K; 3–1000 K; 4–800 K; 5–600 K.

Graafikult on näha ka kiirguse intensiivsuse sõltuvus kiirgava keha pinna temperatuurist.



Stefani-Bolzmanni seadus (katseliselt avastas selle summaarse (integraalse) kiirguse seaduse tsehhi teadlane Stefan 1879. aastal, teoreetiliselt põhjendas selle 1884. aastal austria teadlane Boltzmann) määrab seose absoluutselt musta keha kiirgusvõime ja tema temperatuuri vahel, mis väljendub järgmise võrrandiga

$$E_0 = \sigma_0 T^4 = C_0 (T/100)^4, \tag{166}$$

kus E_0 – absoluutselt musta keha kiirgusvõime (see on energia hulk, mis kiirgub absoluutselt musta keha 1 m² suuruselt pinnalt 1 tunni jooksul, [W/m²];

$\sigma_0 = 5,77 \cdot 10^{-8}$ – absoluutselt musta keha kiirguskonstant (Stefan-Bolzmanni konstant), [W/(m²·K⁴)], praktikas kasutatakse sageli 10⁸ korda suuremat kiirgustegurit, kuna ta lihtsustab mõningal määral numbrilisi arvutustehteid,

C_0 – absoluutselt musta keha kiirgustegur, $C_0 = 5,77$ [W/(m²·T⁴)],

T – kiirgava keha temperatuur, K.

Mustkiirguri kiirgamisvõime (E_0) on võrdeline selle keha absoluutse temperatuuri (T) neljanda astmega.

Stefani-Bolzmanni seadus on rakendatav reaalsele (“hallidele”) kehadele, kuid valem (166) on järgneval kujul:

$$E = C(T/100)^4, \tag{167}$$

kus E – “halli” keha kiirgusvõime, [W/m²],

C – “halli” keha kiirgustegur, [W/(m²·K⁴)].

Valemist (166) ja (167) järeldub (*Märkus:* suuruse $(T/100)^4$ koondamine on võimalik ainult juhul, kui absoluutselt musta ja “halli” keha temperatuurid on võrdsed), et:

$$E/E_0 = C(T/100)^4 / [C_0(T/100)^4] = C/C_0 = \varepsilon, \tag{168}$$

kus ε – suhteline neeldumisvõime või keha mustvärvusaste (mustusaste), mille väärtus on vahemikus $0 < \varepsilon < 1$ (vt järgnev tabel).

Arvestades valemis (168) toodud suhet, võime valemile (167) anda sellise kuju:

$$E = \varepsilon C_0 (T/100)^4, \tag{169}$$

Mõnede ainete ja materjalide täieliku kiirguse mustvärvusaste

| Materjal ja pinna iseloomustus | Temperatuur, t°C | Kiirgusvõime, ε |
|--------------------------------|------------------|-----------------------------|
| Alumiinium, poleeritud | 225-575 | 0,09-0,057 |
| Asbestpaber | 40-370 | 0,93-0,95 |
| Asbestpapp | 24 | 0,96 |
| Asbestkatuseplaat | 20 | 0,96 |

| | | |
|--------------------------------|----------|-------------|
| Paber | 20 | 0,8-0,9 |
| Vesi | 0-100 | 0,95-0,96 |
| Hööveldatud puit | 20 | 0,8-0,9 |
| Punane tellis | 20 | 0,93 |
| Šamott-glasuurtellis | 1100 | 0,75 |
| Valgevask(messing), poleeritud | 245-375 | 0,028-0,039 |
| Vask | 115 | 0,023 |
| Teras, poleeritud | 425-1020 | 0,144-0,377 |
| Terasleht: | | |
| läikiv, tsingitud | 28 | 0,288 |
| tinutatud | 25 | 0,043-0,064 |
| lihvitud | 940-1100 | 0,52-0,61 |
| Lehtklaas | 22 | 0,94 |
| Katusepapp, tõrvapapp | 20 | 0,93 |
| Lubjasegukrohv, kare pind | 10-90 | 0,91 |

Soojuskiirguse mõju [D. Drysdale “Firedynamics”]

| Soojusvoog [kW/m ²] | Täheldatav mõju |
|---------------------------------|--|
| 0,67 | Suvine päikesepaiste Suurbritannias |
| 1 | Maksimaalne ajaliselt piiramata toime nahale |
| 6,4 | Valu pärast 8 sekundilist toimet nahale |
| 10,4 | Valu pärast 3 s toimet nahale |
| 12,5 | Pärast pikemaagest toimet võivad puidust lenduvad osised süttida |
| 16 | Rakkude tekkimine pärast 5 s toimet nahale |
| 29 | Puidu isesüttimine pärast pikemat toimet |
| 52 | Kiudplaadi isesüttimine pärast 5 s toimet |

Kirchoffi seadus: keha omakiirguse võime ja neeldumisvõime suhe on kõikide “hallide” pindade puhul ühesugune (samal temperatuuril) ja on võrdne samal temperatuuril oleva absoluutselt musta keha kiirgusvõimega. Valem $E=AE_0$ on tuntud Kirchoffi seaduse nime all.

$$E_1/A_1 = E_2/A_2 = \dots = E_i/A_i = E_0/A_0 = E_0 = f(T), \quad (170)$$

kus E_1, E_2, \dots, E_i ja A_1, A_2, \dots, A_i – vastavalt kehade kiirgus- ja neeldumisvõime.

Järeldused Kirchoffi seadusest:

- 1) looduses ei ole kehi, mis kiirgaksid rohkem energiat kui samal temperatuuril olev absoluutselt must keha;
- 2) suurema neeldumisvõimega kehadel on suurem kiirgusvoog (kiirgustihedus) ja vastupidi;
- 3) vastandades võrrandeid (167) ja (170), saame:

$$C_1/A_1 = C_2/A_2 = \dots C_i/A_i = C_0,$$

$$\text{millest } C_1 = A_1 C_0; C_2 = A_2 C_0 \dots C_i = A_i C_0. \quad (171)$$

Kuna $C/C_0 = \epsilon$, siis $A = \epsilon$, st reaalse (‘‘hallide’’) kehade neeldumistegur ja mustvärvusaste on arvuliselt võrdsed.

Seega Kirchoffi seaduse kohaselt võrdub iga keha omakiirgusvoo ja neeldumisteguri suhe – E/A sama temperatuuri omava absoluutselt musta keha kiirgusvooga E_0 .

$$E_0 = E/A.$$

Kuna $A < 1$, siis eeltoodud valemist järgneb ka, et $E < E_0$, st iga füüsikaline keha kiirgab vähem energiat, kui sama temperatuuri omav absoluutselt must keha. Suhet $\epsilon = E/E_0$ nimetatakse keha mustvärvusastmeks (mustusaste) ja Kirchoffi seaduse põhjal võrdub ta neeldumisteguriga – $\epsilon = A$.

Hallide kehade omakiirgust võib seega ka arvutada Stefani-Bolzmanni seadusega, kasutades mustvärvusastet või halli keha kiirgustegurit $\sigma = \epsilon\sigma_0$ (ehk $C = \epsilon C_0$):

$$E = \epsilon C_0 (T/100)^4 = C (T/100)^4.$$

Füüsikaliste kehade integraalse kiirguse mustvärvusaste oleneb pinna olukorrast ja temperatuurist.

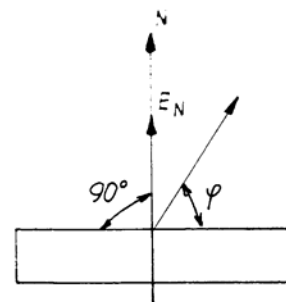
Stefan-Bolzmanni seadus annab soojusvoo väärtuse, mille pind kiirgab välja kõikides suundades. Iga suund on iseloomustatav nurgaga φ , mille ta moodustab pinna normaaliga. Kiirguse olenevust suunast iseloomustab Lambert'i seadus.

Lambert'i seadus annab seose kiirgusenergia hulga (kiirgusvoog) ja kiirgusvoo suuna vahel (joonis 36):

$$E_\varphi = E_n \cos\varphi, \tag{172}$$

kus E_φ – kiirgusenergia (kiirgusvoo) suurus normaalist nurga φ all,
 E_n – normaalisuunaline kiirgusenergia (kiirgusvoo) suurus.

Võrrandist (172) järeldub, et $\varphi=0$ puhul on $\cos\varphi = 1$ ja $E_\varphi = E_n$ ja $\varphi = 90^\circ$ puhul on $\cos\varphi = 0$ ning sellesuunalise kiirgusvoo väärtus on null. Lamberti seadus on saadud absoluutselt musta keha kohta.



Joonis 36. Skeem Lambert'i seaduse juurde. N – pinnanormal,
 E_n – normaalisuunaline kiirgusvoog,
 E_φ – kiirgusvoog normaalist nurga φ all.

Reaalsete (“hallide”) kehade kareda pinna puhul on seadus kehtiv tingimusel $\varphi < 60^\circ$ (see on tähtis minimaalse hoonete vahekauguse leidmisel tuleohutuse tagamisel).

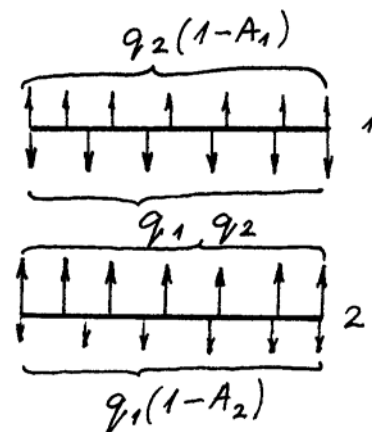
10.3. Kahe tasaparalleelse tasapinna kiirgussoojusvahetus

Kahe tasaparalleelse tasapinna, mille mõõtmed on tunduvalt suuremad nendevahelisest kaugusest (mille tõttu on soojusvoog mistahes nendevahelise ruumi punktis ühesugune) vahelist kiirgussoojusvahetust kohtame küllalt sageli mitmesugustes tehnilistes seadmetes.

Märkus: katsed näitavad, et ahjude küttepinnast lähtuvat kiirgussoojusvoogu saab ühtlasena võtta kuni 6 cm kauguseni. Kaugemal sellest oleneb soojusvoo tihedus juba soojusvahetaja pinna kaugusest. Sel põhjusel ei saa soojusvahetajate tasapindu käsitleda tasaparalleelsetena ja lõpmata suurte mõõtmetega.

Selline soojusvahetuse viis pakub huvi tuleohutuse seisukohalt, kuna soojusvahetus mitmesuguste soojusallikate tugevalt kuumutatud pindade ja läheduses (mõne sentimeetri kaugusel) asuvate tuleohtlike konstruktsioonide või materjalide vahel võib põhjustada tulekahju. Praktika kinnitab sel põhjusel tekkinud tulekahjude rohkest.

Selle näite kohta sobivat võrrandit võib leida järgneval viisil. Olgu meil kaks ühesuuruse pinnaga plaati (joonis 37), millele vahekaugus on tunduvalt väiksem nende endi mõõtmetest, nii et ühelt plaadilt kiirgub soojus langeb tervikuna teisele plaadile.



Joonis 37. Kiirgussoojusvahetuse skeem kahe tasaparalleelse plaadi vahel.

Plaadilt 1 tulenev soojusvoog koosneb: 1) omakiirgusest, mille määrab Stefani-Bolzmanni seadusest tulenev valem (167) ja 2) 2. plaadilt 1-sele plaadile peegeldunud kiirgusest:

$$q_1 = C_1(T_1/100)^4 + q_2(1-A_1),$$

kus q_1 – 1. plaadilt tulenev soojusvoog, [W/m²],
 q_2 – 2. plaadilt tulenev soojusvoog, [W/m²],
 $q_2(1-A_1)$ – 1. plaadile langeva soojusvoo peegeldunud osa.

Analoogiliselt määratakse 2. plaadilt tulev soojusvoog

$$q_2 = C_2(T_2/100)^4 + q_1(1-A_2),$$

kus $q_1(1-A_2)$ – 2. plaadile langeva soojusvoo peegeldunud osa.

$T_1 > T_2$ juhul on 2. plaadi poolt vastuvõetav soojusvoog $q = q_1 - q_2$. Asetades sellesse võrrandisse q_1 ja q_2 väärtused ja arvestades, et $A_1 = C_1/C_0$ ja $A_2 = C_2/C_0$, lahendame saadud kahe tundmatuga võrrandi $q_{1,2}$ suhtes.

$$q_{1,2} = C_t[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4], \quad (173)$$

kus $C_t = 1 / (1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_0)$ – taandatud kiirgustegur, [W/(m² · K⁴)].

Taandatud kiirgustegur on leitav ka selliselt:

$$C_t = \varepsilon_t C_0, \quad (174)$$

kus ε_t – taandatud mustvärvusaste.

$$\varepsilon_t = 1 / [(1/\varepsilon_1) + (1/\varepsilon_2) - 1], \quad (175)$$

kus $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ on esimene ja teise pinna mustvärvusaste.

Kahe kontsentriselt asetseva tasapinna (teineteise sees asuvad silindrid, vt joonis 38) vahelise kiirgussoojusvahetuse taandatud kiirgustegur avaldub järgmiselt:

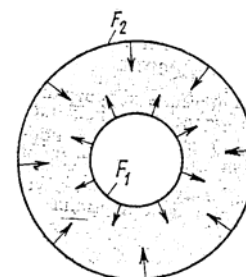
$$C_t = 1 / [(1/C_1 + F_1/F_2)(1/C_2 - 1/C_0)] \quad (176)$$

ja

$$C_t = \varepsilon_t C_0 = C_0 / [(1/\varepsilon_1 + F_1/F_2)(1/\varepsilon_2 - 1)], \quad (176a)$$

kus F_1 – ümbritsetud pinna pindala, m²,

F_2 – ümritseva pinna pindala, m².



Joonis 38. Silindriliselt paigutatud pindade vaheline soojusvahetuse skeem.

Kasutades valemit (173) saame lahendada mõningaid tuleohutuse ülesandeid, näiteks hinnata tugevalt kuumutatud pindade lähedal olevate põlevainete süttimisohtu. Selleks asetame valemisse (173) T_2 asemele põlevmaterjali süttimise piirtemperatuuri T_{lub} (vt järgnev tabel)

Saadud soojusvoogu võrreldakse selle materjali jaoks kehtiva kriitilise kiirgustihedusega (kriitiline kiirgusvoog on minimaalne kiirgusenergia, millest allpool kindlaksmääratud aja jooksul materjal ei sütti)

$$q_{krit} \geq K_{to} q = K_{to} C_t [(T/100)^4 - (T_{lub}/100)^4], \quad (177)$$

kus K_{to} – tuleohutustegur.

Mõnede põlevmaterjalide kriitilised kiirgustihedused ja lubatud kuumutamistemperatuuri piirnormid.

| Põlevmaterjal | Lubatud kasutamistemperatuur, [°C] | Isesüttimistemperatuur, [°C] | Kriitiline kiirgusvoog q_{krit} , [W/m ²] |
|---|------------------------------------|------------------------------|---|
| Ehitusvilt | 80 | 370 (hõõgum) | - |
| Tehisnahk (dermatiin) | 40 | 165 | - |
| Lederiin (pigmenti- ja nitrokihiga kaetud puuvillariie) | 40 | - | - |

| | | | |
|--|-----|-----|--------|
| Tükiturvas | 80 | 225 | 9 800 |
| Brikett | 80 | 225 | 13 300 |
| Hööveldamata männipuit | 80 | 295 | 12 800 |
| Õlivärviga kaetud männipuit | 80 | 295 | 17 500 |
| Teised puiduliigid, v.a männipuit | 100 | - | - |
| Hall kartong | 100 | 427 | 10 800 |
| Klaasplastik polüester vaigu baasil | 100 | - | 15 400 |
| Vineer, roogplaat, penoplast, bituumenseosega mineraalvatt | 120 | - | - |
| Puuvillakiud | 120 | 205 | 7 500 |
| Kihiline plastik (getinaksi tüüpi) | 120 | 480 | 15 400 |
| Pergamiin | 120 | - | 17 500 |
| Kumm | - | - | 14 500 |
| Põlevgaasid ja tuleohtlikud vedelikud | - | 150 | 8 900 |
| samad | - | 300 | 12 100 |
| samad | - | 350 | 15 500 |
| samad | - | 400 | 19 900 |
| samad | - | 500 | 28 00 |

Märkused:

1. q_{krit} on määratud tahketel ainetel paigalseisu (liikumatus) olekus. Kiirguse kestvus kõikide materjalide puhul oli 15 min ja kauem.
2. Ohutu kauguse määramisel kuumast tasapinnast (ahjud vms) on arvestatud materjali lubatud kasutamistemperatuuriga või (kui materjal on isesüttiv) isekuumenemistemperatuuriga; ohutu vahekauguse määramisel hoonete puhul ja tuletõrjemeeskondade tööohutuse tagamisel arvestatakse materjali isesüttimistemperatuuriga.

Temperatuuridel $t \leq 760^{\circ}\text{C}$ on valemit (176) otstarbekas vaid siis kasutada, kui kiirgava ja kiiratava pindade vaheline kaugus ei ületa 6 cm. Kui siinjuures nüüd võrratus (177) on rahuldatud, siis on põlevmaterjali süttimine välditud.

Valemi (177) kasutamise tingimused.

| $t_1, ^{\circ}\text{C}$ | $q_{krit}, [\text{W}/\text{m}^2]$ |
|-------------------------|-----------------------------------|
| ≥ 360 | 7 450 |
| ≥ 400 | 9 800 |
| ≥ 420 | 10 800 |
| ≥ 450 | 12 800-13 300 |
| ≥ 490 | 15 400 |

Paljude tuleohtlike (põlev-) materjalide kriitilised kiirgusvood on määratud katseliselt.

Ülaltoodud tabelis on toodud Moskva Tuletõrjeinstituudis määratud suurused. Kui ei ole teada q_{krit} väärtust, siis lahendatakse ülesanne teisiti. Selleks lahendatakse võrrand (172) T_2 suhtes, tuleohutuse tingimusi arvestades:

$$T_2 = 100 \sqrt[4]{(T_1/100)^4 - q/(K_{to} C_t)} < T_{lub}. \quad (178)$$

Märkus: Pikaajalise soojuskiirguse puhul põlevmaterjali pinnale võetakse eeltoodud tabelist T_{lub} väärtuseks antud põlevmaterjali lubatud kasutamistemperatuur või isesüttimise temperatuur.

Võrrandi (178) lahendamise puhul võib juurealune väärtus tulla negatiivne. See tähendab, et antud tingimustel ei ületa kiiratava pinna temperatuur selle põlevmaterjali kohta kehtivat temperatuuri piirnormi.

10.4. Kiirgussoojusvahetus ruumis vabalt orienteeritud kehade vahel

Kahest ruumis vabalt orienteeritud lõplike mõõdetega kehast koosnevale kinnisele süsteemile (joonis 39) (*Märkus:* Kinnise süsteemi moodustavad lõpmata suured tasaparalleelsed pinnad, millel on ühesuurune pindala, õhukeseseinalised pikad teineteises asetsevad silindrid jne) kohandatud võrrandil, mis on saadud bilansimeetodil Stefani-Bolzmanni ja Lamberti seadusi arvestades, on järgmine kuju:

$$Q_{1,2} = \varepsilon_t C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] H, \quad (179)$$

kus $Q_{1,2}$ – kiirgussoojushulk pinnalt 1 pinnale 2, [W],

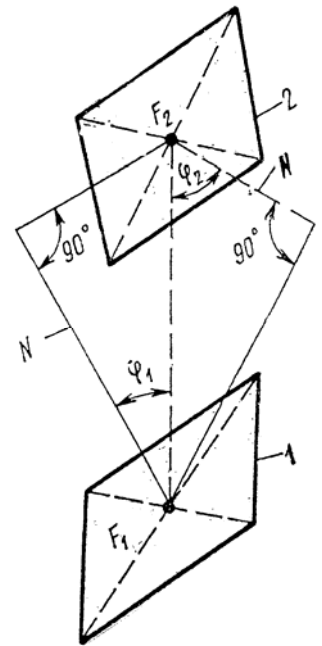
$H = F_1 \psi_{1,2} = F_2 \psi_{2,1}$ – vastastikune kiirguspind,

$\psi_{1,2}$ ja $\psi_{2,1}$ – pinna järgi võetud keskmised kiiritustegurid, vastavalt 1. pinnalt 2. pinnale ja 2. pinnalt 1. pinnale (kiiritustegurid/kiiritustihedustegurid näitavad soojuse osa, mis langeb ühelt kehalt teisele),

ε_t – süsteemi taandatud mustvärvusaste.

$$\varepsilon_t = 1/[1 + (1/\varepsilon_1 - 1)\psi_{1,2} + (1/\varepsilon_2 - 1)\psi_{2,1}] \quad (180)$$

Lõpmata suurte tasaparalleelsete pindade puhul $F_1 = F_2 = F$, $\psi_{1,2} = \psi_{2,1} = 1$ muutub valem (179) valemiks (173).



Joonis 39. Kinnise süsteemi moodustanud ruumis vabalt orienteeritud tasapindade vaheline soojusvahetuse skeem. φ_1 ja φ_2 on kiirguse langemisnurk (pinnanormaali ja kiirguse suuna vaheline nurk).

Tuletõrje praktikas tuleb pöörata olukorrale, kus toimub kiirgussoojusvahetus lõplike mõõdetega pinna ja temaga paralleelse elementaarpinna vahel. Sellisel juhul 1 m^2 suuruselt kiirgavalt pinnalt tulev soojusvoog on leitav järgmise võrrandiga:

$$q_{1,2} = \varepsilon_t C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] \psi_{1,2}. \quad (181)$$

See võrrand kehtib tingimusel, kus soojusvoo tihedus ei sõltu suunast. See on rangelt õige absoluutselt mustade kehade puhul ja külltki täpselt vastab reaalsele olukorrale mittemetalliliste ja oksüdeeritud metalliliste pindade puhul.

Ristkülikukujulise pinna kiiritustegurit $\psi_{2,1}$ määratakse võrrandite järgi, mis on toodud Moskva Tuletõrje Instituudi väljaannetes (M. Baškirtsev jt "Termodünaamika ja soojusülekanne tuletõrjealaste ülesannete kogu" ja P. Romanenko, J. Košmarov, M. Baškirtsev "Termodünaamika ja soojusülekanne tuletõrjealas", nende viidete otsimisel lähtuda autoritest ja kasutada viimaseid, täiendatud väljaandeid). Peale selle saab seda leida $1/4$ pinna suhtes ka nomogrammi abil (joonis 40) ning seejärel summeerida kõik kiiritatava pinna kohta saadud suurused.

Vaadeldava soojusvahetuse olukorra tuleohutuse tingimusi saame formuleerida võrrandi (181) alusel selliselt:

1) Põlevmaterjali pinnale langev soojusvoog ei tohi olla suurem materjalile lubatud kehtivast kriitilisest kiirgusvoost q_{krit} :

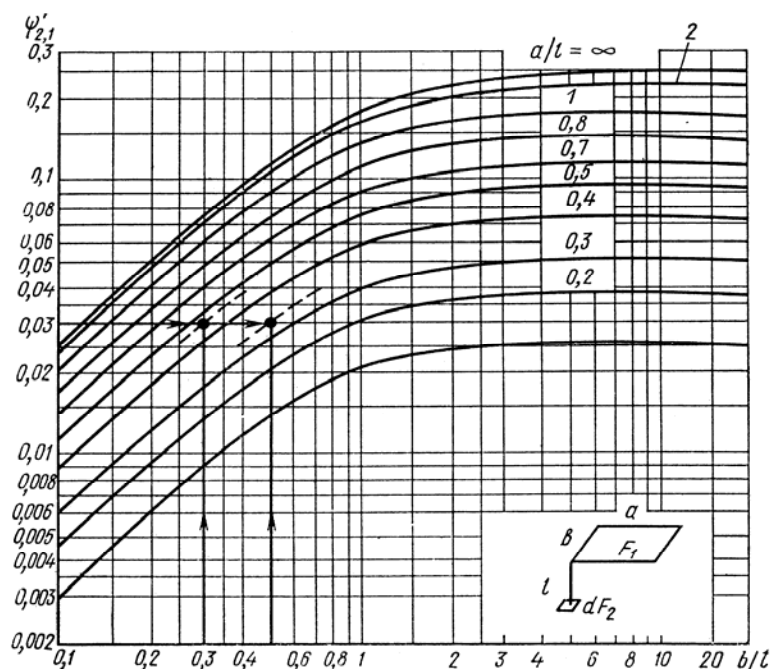
$$K_{\text{to}} q_{1,2} = K_{\text{to}} \varepsilon_t C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] \psi_{2,1} \leq q_{\text{krit}}. \quad (182)$$

2) Kiiritatava pinna temperatuur ei tohi ületada antud materjalile lubatud kuumutamistemperatuuri T_{lub} [K]:

$$T_2 = 100 \sqrt[4]{(T_1/100)^4 - q_{1,2}/(K_{to} \varepsilon_t C_0 \psi_{2,1})} \leq T_{lub}. \quad (183)$$

Valemite (182) ja (183) kasutamisel on kehtivad samad piirangud kui valemite (177) ja (178) kasutamisel.

Joonis 40. Lõpmata väikese pinna dF_2 kiiritustegur $\psi_{2,1}$ temaga paralleelse ristkülikukujulise lõplike mõõdetega F_1 tasapinna suhtes. a – ristküliku pikema külje pikkus, b – ristküliku lühema külje pikkus, l – dF_2 pinna keskpunkti kaugus mistahes F_1 pinna punktist.



10.5. Kiirgussoojusvahetus ekraani olemasolul

Vähendamaks kiirgusenergiat, paigaldatakse tema teele mingi keha, mis kas peegeldab või neelab osa temale langevast kiirgusest. Selliste omadustega kehi nimetatakse *soojusekraanideks*. Neid kasutatakse nii tavatingimustes tööstuses kui ka tulekaitse praktikas (seinad, vaheseinad, mittepõlevast materjalist kattevahendid, puud, veeseinad jms). Tuletõrjujad-päästjad on varustatud tulekindla kaitseriitusega, peegelduvate poleeritud metallist teisaldatavate ekraanidega, soojustpeegeldava eririitusega jms. Ahjuksed on kahekordsete seintega ja lisaks veel soojusekraaniga.

Olenevalt materjalist ja tema olekust jagunevad soojusekraanid:

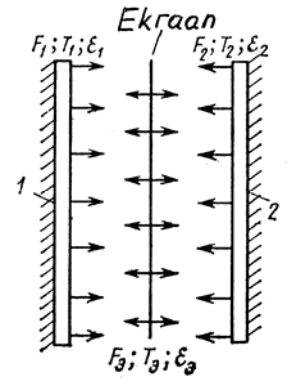
- 1) neelduvad (tellis, krohv, vee- ja auru tõkkeseinad) ja
- 2) peegeldavad (poleeritud metallid, metalliseeritud kangad).

Erilist tähelepanu pööratakse tuletõrjujate kaitsmisele soojuskiirguse eest. Teada ju on, et soojuskiirgus, eriti kõrgetemperatuuriline avaldab inimese organismile kahjulikku füsioloogilist toimet. Rahulikus olekus soojuslikus tasakaalus olev inimene eraldab keskkonna 20-22°C juures 105-116 W soojust, siis tulekahju tingimustes, kus kõrge temperatuuri mõjule lisandub veel intensiivne füüsiline koormus, ulatub organismi soojuseraldus 350-465 W-ni, sel puhul on organismi soojusliku olukorra tasakaalustamiseks vaja välisõhu temperatuuri 12-14°C. Kuna tulekahju tsoonis tegutsevat tuletõrjujat ümbritseb aga tunduvalt kõrgem temperatuur, siis nüüd põhjustabki see soojuse akumulereerumist kehasse ning sellest tulenevalt ka keha ülekuumenemist ja inimese enesetunde halvenemist. Selline olukord põhjustab tulekahju tsoonis ilma kaitseriitusega inimesel järsu vajalike soolade eritumise organismist ja häireid hingamis- ning südameveresoon-konna süsteemis.

Soojuskiirgusele on iseloomulik läbitungimine nahaalusesse piirkonda. Tulekahju olukorras on väga intensiivsed infrapunased kiired, mis nahas neeldudes põhjustavad põletushaavu. Seda arvestades tuleb abiks võtta kõik vajalikud kaitsevahendid, et kiirgusvastase kaitseriitusega tuletõrjujatele toimiv soojuskiirgusvoog ei oleks suurem kui 540 W/m² pikemaajalisel tööperioodil ja lühiajalisel ei oleks suurem kui 1050 W/m². Tuletõrjuja (inimese) kehatemperatuur ei tohiks tulekahju tingimustes tõusta üle 39-40°C, kuna juba 39,5°C juures tekib “termilise šoki” oht ning 60-70°C juures toimuvad organismis pöördumatud füsioloogilised muutused, mis võivad lõppeda surmaga. Väga efektiivselt kaitseb inimesi tulekahjul pihustatud vee sein, millel on neelava ekraani omadus ja tuletõrjujaid, eriti kõrgete temperatuuride puhul, metalliseeritud riidest valmistatud kaitseriitus (peegeldav ekraan).

Ekraanide soojusarvutus

Olgu meil väga heade soojusjuhtivusomadustega materjalist ekraan kahe tasaparalleelse plaadi vahel (joonis 41), millede temperatuur ja mustvärvusaste on vastavalt T_1 , ε_1 ja T_2 , ε_2 , kusjuures $T_1 > T_2$. Kuna ekraan on heast soojustjuhtivast materjalist ja õhukeseseinaline, siis saame küllaldase täpsusega öelda, et temperatuurid tema mõlematel pooltel on võrdsed, T_{ekr} , ekraani mustvärvusaste on ε_{ekr} .



Joonis 41. Ekraaniga eraldatud tasaparalleelsete pindade süsteem.

Ilma ekraanita on kahe tasaparalleelse pinna 1 ja 2 vaheline soojusvoog määratud valemiga (173):

$$q_{1,2} = C_t [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4],$$

kus $C_t = 1 / (1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_0)$ – taandatud kiirgustegur, $[W / (m^2K^4)]$.

Soojusvoog pinnalt 1 ekraanile on vastavalt Stefan-Bolzmanni seadusele:

$$q_{1,\text{ekr}} = \varepsilon_{1,\text{ekr}} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_{\text{ekr}}/100)^4]$$

ja ekraanilt pinnale 2:

$$q_{\text{ekr},2} = \varepsilon_{\text{ekr},2} C_0 [(T_{\text{ekr}}/100)^4 - (T_2/100)^4],$$

kus $\varepsilon_{1,\text{ekr}} = 1/(1/\varepsilon_1 + \varepsilon_{\text{ekr}} - 1)$ on süsteemi “tasapind 1-ekraan” taandatud mustvärvusaste,

$\varepsilon_{\text{ekr},2} = 1/(1/\varepsilon_{\text{ekr}} + 1/\varepsilon_2 - 1)$ on süsteemi “ekraan-tasapind 2” taandatud mustvärvusaste.

Oletades, et soojusvahetus protsess on statsionaarne ($q_{1,\text{ekr}} = q_{\text{ekr},2} = \text{konst}$) võime kirjutada:

$$\varepsilon_{1,\text{ekr}} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_{\text{ekr}}/100)^4] = \varepsilon_{\text{ekr},2} C_0 [(T_{\text{ekr}}/100)^4 - (T_2/100)^4]$$

ja peale teisendust

$$q_{1,2}^{\text{ekr}} = \{ \varepsilon_{1,\text{ekr}} \varepsilon_{\text{ekr},2} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] \} / (\varepsilon_{1,\text{ekr}} + \varepsilon_{\text{ekr},2}); \quad (184)$$

$$(T_{\text{ekr}}/100)^4 = [\varepsilon_{1,\text{ekr}} (T_1/100)^4 + \varepsilon_{\text{ekr},2} (T_2/100)^4] / (\varepsilon_{1,\text{ekr}} + \varepsilon_{\text{ekr},2}) \quad (185)$$

millest

$$T_{\text{ekr}} = 100 \sqrt[4]{\varepsilon_{1,\text{ekr}} (T_1/100)^4 + \varepsilon_{\text{ekr},2} (T_2/100)^4 / (\varepsilon_{1,\text{ekr}} + \varepsilon_{\text{ekr},2})}, \quad (186)$$

kus $q_{1,2}^{\text{ekr}}$ – tasapindade 1 ja 2 vaheline soojusvoog ekraani olemasolul, $[W / m^2]$.

Kui kiirgavad pinnad ja ekraan on ühesugusest materjalist, siis valemitest (173) ja (184) saame:

$$q_{1,2}^{\text{ekr}} = (1/2) q_{1,2} \quad (184a)$$

Kui kiirgavad pinnad on ühesugusest materjalist ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2$) ja ekraan teisest materjalist, siis üleantava soojuse hulk on:

$$q_{1,2}^{\text{ekr}} = (1/2) \varepsilon_{1,\text{ekr}} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] = (1/2) \varepsilon_{\text{ekr},2} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] \quad (184b)$$

Kui $\varepsilon_1 = \varepsilon_{\text{ekr}}$ ning 2. pinna materjal erineb nii ekraani kui ka 1. pinna materjalist, siis:

$$\varepsilon_{1,\text{ekr}} = \varepsilon_1 / (2 - \varepsilon_1) = \varepsilon_{\text{ekr}} / (2 - \varepsilon_{\text{ekr}}) \quad \text{ja} \quad \varepsilon_{\text{ekr},2} = 1 / (1/\varepsilon_{\text{ekr}} + 1/\varepsilon_2 - 1) = 1 / (1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1).$$

Kui on ühesugused 2. pinna ja ekraani materjalid ($\varepsilon_{\text{ekr}} = \varepsilon_2$) ja 1. pinna materjal erineb nendest, siis:

$$\varepsilon_{\text{ekr},2} = \varepsilon_2 / (2 - \varepsilon_2) = \varepsilon_{\text{ekr}} / (2 - \varepsilon_{\text{ekr}}) \quad \text{ja} \quad \varepsilon_{1,\text{ekr}} = 1 / (1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_{\text{ekr}} - 1) = 1 / (1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1).$$

Kui pindade (1,2) vahele paigutada mitu ekraani, siis üleantav soojushulk on:

$$q_{1,2}^{\text{ekr}} = (\varepsilon_{1,\text{ekr}} / \varepsilon_{1,2}) [1/(n+1)] q_{1,2} \quad (187)$$

kus n – ekraanide arv.

Eeltoodud valemid kasutatakse mitmete tuleohutusülesannete lahendamisel.

- 1) Valem (186) rakendatakse ekraani temperatuuri arvutamisel ja tulemust võrreldakse selle materjali lubatud kasutamistemperatuuriga, st

$$T_{\text{ekr}} < T_{\text{ekr}}^{\text{lub}},$$

kus $T_{\text{ekr}}^{\text{lub}}$ – ekraaniks kasutatava materjali lubatud temperatuuri piirnorm, K: 923 K – valge pleki lehtedele; 823 K – alumiiniumist või oksüdeeritud alumiiniumist leht (foolium, lehtmets); 873 K – asbestkartongile ja poleeritud alumiiniumlehele.

- 2) Võttes $q_{1,2}^{\text{ekr}} = q_{\text{lub}}$ ja kujundades valemi (187) ümber kiirgussoojusvahetuse tingimustele (näiteks naftasaaduste mahutipõlengul või naftagaaside joa põlemisel) saame määrata ekraniseeriva materjali soojuskaitseomadused etteantud kihtide arvu juures

$$\varepsilon_{1,\text{ekr}} = [q_{\text{lub}} \varepsilon_{1,2} (n+1)] / q_{1,2}, \quad (188)$$

kus q_{lub} – lubatud kiirgussoojustiheduse piirnorm, võrdsustades ta 1050 W/m²-ga nii inimese kui ka põlevmaterjalidest konstruktsioonide kaitse seisukohalt,

$q_{1,2}$ – valemi (173) järgi määratud soojusvoog, [W/m²],

$\varepsilon_{1,\text{ekr}}$ – süsteemi “kiirgav pind-ekraan” taandatud mustvärvusaste,

n – ekraniseeriva materjali kihtide arv.

Määrates $\varepsilon_{1,\text{ekr}}$ saame leida ekraani materjali mustvärvusastme ühest järgnevatest valemitest:

$$\varepsilon_{\text{ekr}} = 1 / (1 + 1/\varepsilon_{1,\text{ekr}} - 1/\varepsilon_1); \quad \varepsilon_{\text{ekr}} = 1 / (1 + 1/\varepsilon_{\text{ekr},2} - 1/\varepsilon_2) \quad (189)$$

ja tabelist valitakse ekraaniks sobiv materjal.

Kui ekraani materjali soojuskaitseomadused on teada, siis materjali kihtide arv on leitav valemiga:

$$n = (\varepsilon_{1,\text{ekr}} / \varepsilon_{\text{ekr},2}) (q_{1,2} / q_{\text{lub}}) = 1. \quad (190)$$

10.6. Gaasiliste põlemisaaduste kiirgus

Kiirgusenergia voog väheneb oluliselt põlemisaaduste gaaside pilve läbimisel, kuna kolmeatomilised gaasid (CO₂, SO₂, NH₃ jt) ja veeaur neelavad osa kiirgusenergiast. Ühe- ja kaheaatomilised gaasid praktiliselt ei neela kiirgusenergiat, mistõttu neid nimetatakse soojuskiirte suhtes läbipaistvateks (diatermilisteks).

Samal ajal kolmeatomilised gaasid ja veeaur mitte ainult ei neela osa kiirgusenergiast, vaid neil on omadus ka kiirguda tänu aatomite ja molekulide võnkliikumisele.

Gaaside kiirgamise ja neeldumise iseärasused

Kui tahked ained kiirgavad ja neelavad energiat praktiliselt igal lainepikkusel, siis gaasidel on see omadus vaid teatud lainepikkuste puhul, nimelt nende ribaspektri kiirgus- ja neeldumis lainepikkustel.

Näiteks süsihappegaas CO₂ oma ribaspektri kolmes lainepikkuste (riba) diapsoonis: 2,36-3,8; 4,01-4,8 ja 12,5-16,5 μm. Veeaur H₂O oma ribaspektri neljas lainepikkuste (riba) diapsoonis: 1,7-2; 2,2-3; 4,8-8,5 ja 12-30 μm. Väljaspool neid piirkondi CO₂ ja veeaur ei neela ega kiirga energiat.

Järelikult on mitmeatomilistel gaasidel valikuline (selektiivne) võime soojakiirgust neelata ja kiirguda.

Tahketes kehaes ja vedelikes toimub kiirgumine ja neeldumine õhukeses pinnakihis. Mitmeatomilistel gaasidel toimub neeldumine ja kiirgumine kogu mahus, kihi paksenedes toimub üksnes kiirgusenergia vähenemine seoses tema neeldumisega gaasi molekulides. Seepärast on gaasi suhteline neeldumisvõime antud lainepikkuse puhul sõltuv gaasikeskkonna temperatuurist ning kiirguse teepikkuse ja gaasi partsiaalrõhu korrutisest.

Kiirgussoojusvahetus põlemisaaduste ja tahke aine vahel

Enamike põlevainete täieliku põlemise gaasilistes põlemisaadustes on peamiselt lämmastik, süsihappegaas ja veeaur. Nagu eelpool märkisime, on lämmastik, kui kaheaatomiline gaas, praktiliselt diatermiline gaas (ei kiirga ega neela soojusenergiat). Järelikult on täieliku põlemise põlemisaadustes peamiseks kiirgavateks komponentideks süsihappegaas ja veeaur, teiste mitmeatomiliste gaaside osatähtsus on suhteliselt väike ega avalda tervikuna olulist mõju põlemisaaduste üldisele kiirgusele. Kiirgussoojusvahetus tahke aine pinna ja

põlemissaaduste vahel (peamiselt katlaseadmetes ja soojusvahetites) on tehnikas laialt levinud ning on tähelepanu objektiks ka tuleohutuse spetsialistidele. Nendel tuleb sageli määrata põlemisgaaside kiirgusest põhjustatud ahjude ja lõõride (suitsukäikude) kuumenemisastet, kiirgussoojusülekande tegurit suure suitsukoguse kiirgusel sisetulekahjul jms. Kiirgussoojusülekande teguri määramine on seotud soojusvoo määramisega – sellega seletuvad ka raskused tehnoloogiliste seadmete arvutustel. Järgnevalt on toodud kiirgussoojusülekande teguri määramise meetodika suitsugaaside kiirgusel (valemid, graafikud).

Kiirgussoojusülekande tegur määratakse valemiga:

$$\alpha_k = q_{f,w} (t_f - t_w), \quad (191)$$

kus α_k – kiirgussoojusülekande tegur, $[W/m^2 \cdot ^\circ C]$,

$q_{f,w}$ – põlemissaaduste kiirgusest tulenev soojusvoog piirnevatele konstruktsioonidele, $[W/m^2]$,

t_f – põlemissaaduste temperatuur, $[^\circ C]$,

t_w – piirnevate konstruktsioonide pinna temperatuur, $[^\circ C]$.

Soojusvoog leitakse valemiga, mida tehnikas kasutatakse soojusvahetuse arvutamisel gaasi ja tahke aine pinna vahel:

$$q_{f,w} = \varepsilon_w \cdot C_0 [\varepsilon_f (T_f/100)^4 - A_f (T_w/100)^4], \quad (192)$$

kus $\varepsilon_w = 0,5 (\varepsilon_w + 1)$ – piirnevate konstruktsioonide pinna efektiivne mustvärvusaste,

ε_w – piirnevate konstruktsioonide pinna mustvärvusaste,

ε_f – põlemissaaduste mustvärvusaste nende temperatuuril T_f ,

A_f – põlemissaaduste suhteline neeldumisvõime seina temperatuuril T_w .

Suuruste ε_f ja A_f määramise järjekord. Kõigepealt määratakse sisemiste mõõtmiste alusel piirnevate konstruktsioonide pindala F $[m^2]$ ning arvutatakse soojusvahetuskeskkonna maht V $[m^3]$. Seejärel arvutatakse põlemissaaduste kihi efektiivne paksus l_{ef} $[m]$:

$$l_{ef} = 3,6 V/F. \quad (193)$$

Nüüd leitakse partsiaalrõhkude ja gaasi kihi paksuse korrutised $p_{CO_2} \cdot l_{ef}$ ja $p_{H_2O} \cdot l_{ef}$. Kuna süsihappegaas ja veeaur on kõige suurema mahuosaga põlemisgaaside koostises, siis arvutused tehakse just nende suhtes (tavaliselt võetakse $p_{CO_2} = 0,013$ MPa ja $p_{H_2O} = 0,011$ Mpa). Kasutades graafikuid (joonis 42 ja 43) leitakse $p_{CO_2} \cdot l_{ef}$ ja $p_{H_2O} \cdot l_{ef}$ väärtuste järgi mustvärvusastmed ε_{CO_2} ja ε_{H_2O} antud põlemissaaduste temperatuuril. Põlemissaaduste mustvärvusaste arvutatakse järgmiselt:

$$\varepsilon_f = \varepsilon_{CO_2} + \beta \varepsilon_{H_2O} - \Delta \varepsilon_f, \quad (194)$$

kus β – parandustegur, mis arvestab sõltuvust suurusest p_{H_2O} ja $p_{H_2O} \cdot l_{ef}$ joonisel 44 toodud graafiku järgi,

$\Delta \varepsilon_f$ – parandustegur, mis arvestab CO_2 ja H_2O kiirgusribade omavahelist mõju; tavalistes CO_2 ja H_2O vahekordades põlemissaadustes on $\Delta \varepsilon_f \approx 0$, kuna tema suurus ei ületa $0,02 \varepsilon_f$.

Põlemissaaduste suhtelise neeldumisvõime määramine temperatuuril t_w teostub järgmise valemi abil:

$$A_f = A_{CO_2} + A_{H_2O} - \Delta A_f, \quad (195)$$

kus $A_{CO_2} = \varepsilon'_{CO_2} (T_f/T_w)^{0,65}$, kusjuures $\varepsilon'_{CO_2} = \varepsilon_{CO_2}$ võetakse graafikutelt (joonis 42) temperatuuril t_w ,

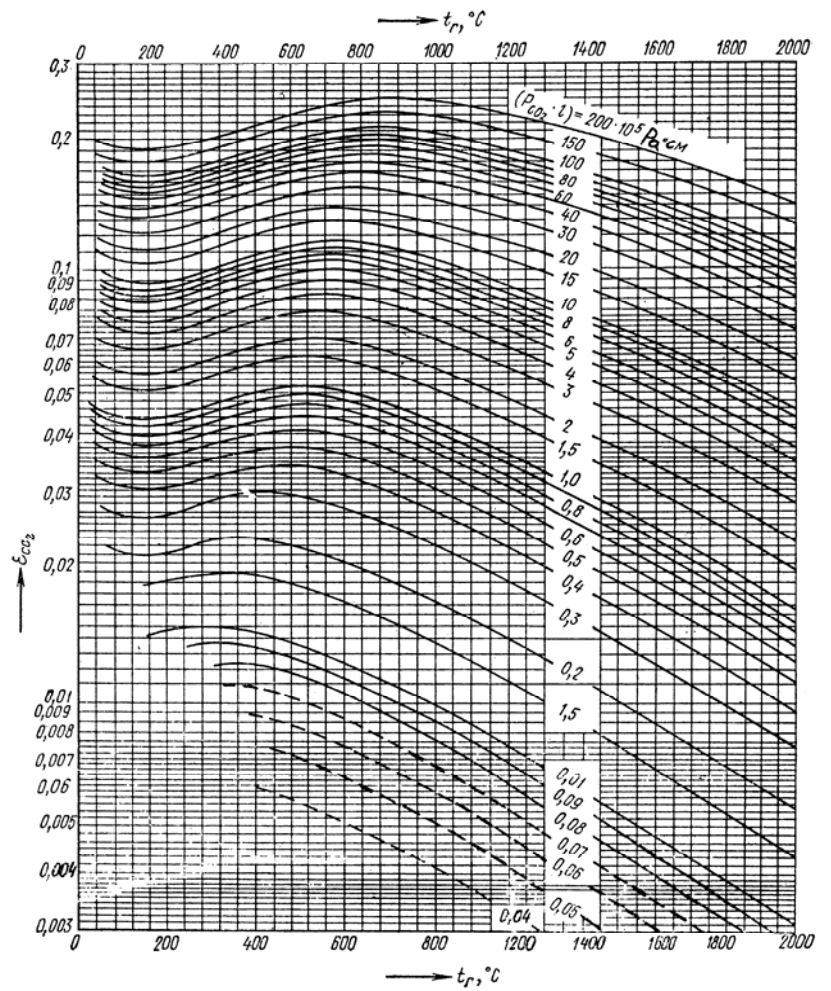
$A_{H_2O} = \beta \varepsilon'_{H_2O}$, kusjuures β võetakse graafikutelt (joonis 44) ja ε_{H_2O} graafikutelt (joonis 43) temperatuuril t_w ,

$\Delta A_f \approx 0$.

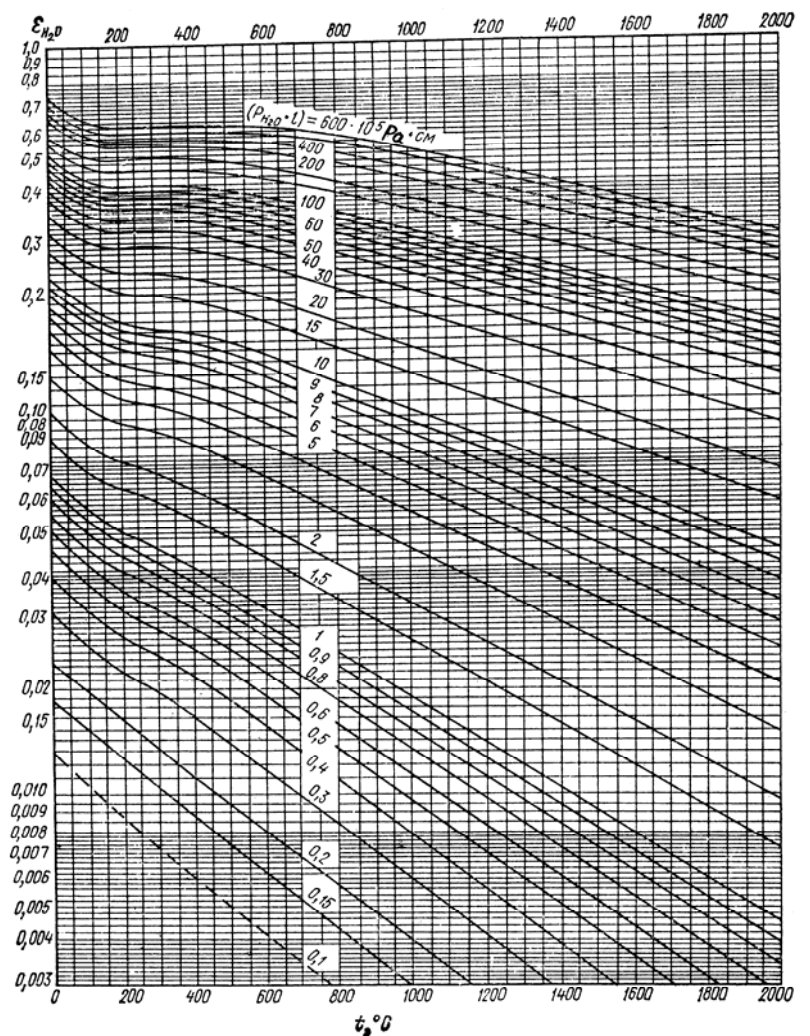
Ruumi tulekahjudel, kus on märkimisväärselt palju suitsu ja kõrge temperatuur on määrav tähtsus kande- ja piirdekonstruktsioonide ning põlemisgaaside vahelises soojusvahetuses just süsihappegaasi ja veeauru kiirgusel. Kahjuks pole küllalt usaldusväärset arvutusmeetodit gaaside kiirgusest põhjustatud soojusvahetusele, kuid küllaltki ligilähedasel saab põlemissaadustest tulenevat ümbritsevatele piiretele suunatud soojusvoogu määrata temperatuuridel $600^\circ C$ ja üle selle, valemitega (192) - (195).

Suitsulõõride, tehniliste ja olmeseadmete gaasikäikude (lõõride), kus soojustandva keskkonnana kasutatakse täieliku põlemise saadusi, arvutustel võib eeltoodud meetodikat kasutada piiranguteta.

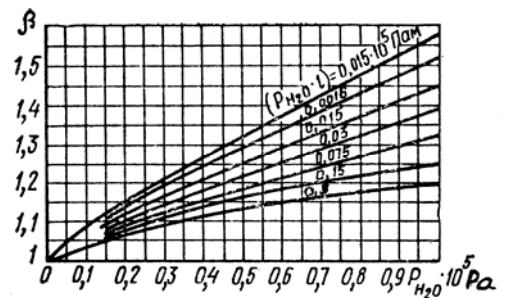
Joonis 42. CO₂ mustvärvusastme muutus olenevalt partsiaalrõhu korrutisest kiirguse teepikkuse ja temperatuuriga.



Joonis 43. Veeauru (H₂O) mustvärvusastme muutus olenevalt partsiaalrõhu korrutisest kiirguse teepikkuse ja temperatuuriga.



Joonis 44. Veeauru (H₂O) mustvärvusastme määramisel tema aururõhku arvestava paranduskordaja määramise graafik (samal põhjusel kui $\Delta \epsilon_f$ puhul) – parandus, mis arvestab CO₂ ja H₂O vastastikust kiirgust ja neeldumist.



10.7. Tulest (leegist) lähtuv kiirgus

Paljudes kuumutusseadmetes kasutatakse soojusvahetuse tagamiseks leegi kiirgust, õigemini nn leegi reguleeritavat kiirgust. Leegi kiirgus on omane ka tulekahjudel, eriti välistulekahjudel. Seepärast pakub ta suurt huvi tuleohutuse spetsialistidele kui: 1) võimas soojusenergia allikas, mis avaldab inimese füsioloogiale kahjustavat toimet tulekahju kustutamisel; 2) võimas kiirgusenergia kandja, mis teatud tingimustel võib põhjustada tuleohtlike aurude ning gaaside ja põlevmaterjalide süttimist, soodustades seega nii tulekahju levikut kui ka uute tulekollete tekkimist; 3) ehituskonstruksioonide kuumutusallikat.

Järgnevalt vaatame leegist (tulest) lähtuva kiirguse olemust ja mõningate tuleohutusala ülesannete lahendusmeetodikaid.

Leegi (tule) kiirguse olemus. Mõnede ainete põlemisleegi temperatuur

Leegi (tule) kiirgus antud temperatuuril oleneb leegi struktuurist, millele omakorda avaldab mõju põlevmaterjali liik ja süütamisviis. Gaaside põlemisega kaasneb kirkas (helendav) ja mittekirkas (mittehelendav) leek. Leegi kirka osa moodustavad temas olevad kolmeatomilised gaasid ja hõõguvad tahmaosakesed. Kui tahmaosakeste hulk leegis on väga väike, siis leegi helenduse põhjustab põhiliselt nende kiirgus (kolmeatomiliste gaaside kiirgusel on teisejärguline tähtsus).

Leegi mittekirkas osa on põhjustatud temas olevatest gaasidest CO₂, H₂O, N₂, O₂, mis on moodustunud õhu ülehulga tingimustes, õhu liigetur on >1.

Vedelike põlemisel moodustub kirkas (helendav) leek, mille koostises on tahma hõõguvad osakesed ja kolmeatomilised gaasid (CO₂, SO₂, H₂O jt). Kui põleb pihustatud kütus, siis leegi heledus tugevneb, kuna lisaks eelnimetatud komponentidele lisanduvad hõõguvad koksiosakesed.

Tahkete ainete põlemisel leek on keerukama struktuuriga: tema koostises on kolmeatomilised gaasid, tahm, hõõguvad või kuumad tahked osakesed, tuhk ja tahma sublimatsiooni saadused.

Leegi (tule) kiirgus on füüsikalisel lähenemisel rohkem sarnane tahkete kehade kiirgusega kui gaaside kiirgusega. Leegi (nii kirka/helendava kui ka mittekirka/mittehelendava) kiirguse arvutused on küllaltki ligilähedase iseloomuga, sest raske on täpselt määrata leegi mustvärvusastet ja tema efektiivset temperatuuri. Mõningate ainete põlemisleegi (ahjus põletamisel) orienteeruvad mustvärvusastmed ja temperatuurid on leitavad tabelitest 6, 7 ja 8.

Leegi (tule) kiirgus ahjude ja katelde tulekolletes

Tuleohutuse spetsialistid peavad teadma leegi kiirguse osa ahju sise- ja välisseinte temperatuuri tõusul ohtliku piirini, kus ahju seina lähedal olevad materjalid võivad süttida või ahju enese seinad hakkavad läbi põlema. Ahjude välispinna temperatuuri saab leida 8. peatükis toodud meetoditega, teades küttekolde sisemise (radiatsiooni) pinna temperatuuri. Viimast määratakse järjestikulise lahendusmeetodiga võrrandist (173):

$$q_{1,2} = C_t [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4],$$

kus $C_t = 1/(1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_r - 1)$ – taandatud kiirgustegur, [W/(m² · K)].

Võrrandist (173) võetakse $T_1 = T_1$; $T_2 = T_r$ ja

$$C_t = C_0 / (1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_r - 1),$$

kus T_1 ja ϵ_1 – leegi temperatuur ja mustvärvusaste ja

T_r ja ϵ_r – radiatsiooni pinna temperatuur ja mustvärvusaste.

Küttekolde avast lähtuv leegi (tule) kiirgus

Ahjude ja katelde küttekolde ukse avamine on ohtlik sädemete väljapaiskumise ja söe väljakukkumise tõttu. Ohtlik on ka veel sealt tuleva võimsa soojuskiirguse tõttu, mis võib süüdata liiga lähedal olevaid põlevmaterjale. Seda arvestades paigutatakse ahjud ja katlad võimalikult ohutult, kaugel süttivatest materjalidest.

Soojusvoo (q_w) täpne analüütiline määramine on keeruline rohkete arvutuste tõttu. Praktika seisukohalt piisab katseandmete tulemustest. Ülesannete lahendamise skeem on järgmine.

Arvutatakse küttekolde ruumala diafragmeerimistegur

$$K = \sqrt{K_D' K_D''}, \quad (196)$$

kus $K_D' = f(h/\delta)$ ja $K_D'' = f(b'/h)$ – määratakse graafikult (joonis 45),

b, h – küttekolde ava laius ja kõrgus, [m],

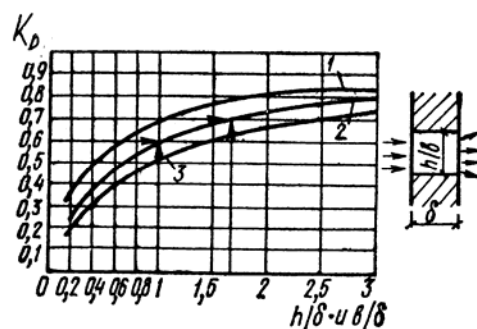
δ – küttekolde ava seina paksus, [m],

Joonis 45. Diafragmeerimisteguri leidmise graafikud.

1 – väljaulatuva kujuga küttekolde ava (pika pilu taoline);

2 – täisnurkse kujuga küttekolde ava;

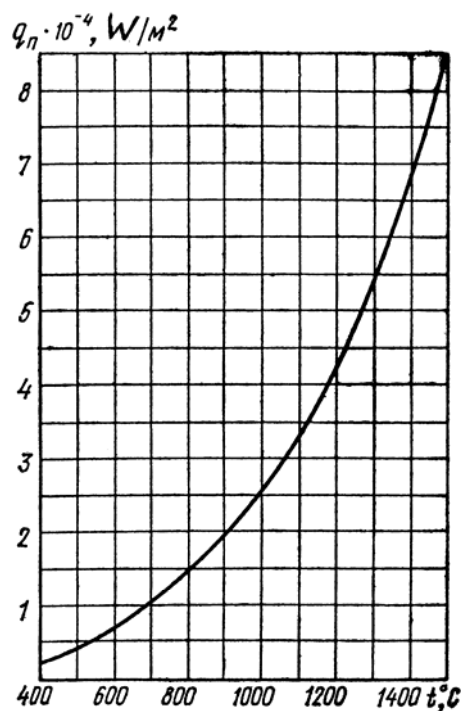
3 – ümmargune ja ruudukujuline küttekolde ava.



Seejärel graafikul joonisel 46 määratakse leegi (tule) täielik kiirgusvoog q_n , olenevalt ahju küttekolde temperatuurist (tabel 7) ja arvutatakse küttekolde avast tulev kiirgusvoog:

$$q_n^{ava} = K_D q_n, \quad (197)$$

Pannes q_n^{ava} väärtuse võrrandisse (182), leitakse ohutu vahekaugus küttekolde ava ja kiiritava pinna vahel.



Joonis 46. Täiskiirgustihedus läbi ahju küttekolde ava.

Tabel 6. Mõnede leekide mustvärvusastmed.

| Leek | Mustvärvusaste |
|---|----------------|
| Gaasijoa mittekirgas leek | 0,3 |
| Gaasi mittekirgas leek ja antratsiidi leek kihilisel süütamisel | 0,4 |
| Kirgas leek: | |
| antratsiiditolm | 0,45 |
| madala kütteväärtusega kivisöed | 0,6 |
| masuut | 0,85 |
| bensiin | 0,96-0,99 |
| kivisöed (lendainete rikkad), pruunsöed puit, turvas | 0,7 |

Tabel 7. Mõned põlevmaterjalide leegi temperatuur.

| Põlev materjal | Leegi temperatuur, K ⁰ C |
|--|-------------------------------------|
| Turvas, masuut | 1273 / 1000 |
| Puit, pruunsüsi, süsi, toornafta, diiselmootor, traktoripetrooleum | 1373 / 1100 |
| Kivisüsi, kautšuk ja kautšukitooted, bensiin | 1473 / 1200 |
| Antratsiit, väävel | 1573 / 1300 |
| Põlevgaasid | 1773 / 1500 |
| Magneesium, „elektron“ | 2273 / 2000 |

Leegi (tule) kiirgus tulekahjul

Tulekahjul eralduv soojus antakse ümbritsevasse keskkonda ja kehadele peamiselt kiirgusena ja nagu eespool öeldud on alates temperatuurist 1073 K (800⁰C) üldises soojusvahetuses konvektiivse soojusvahetuse osatähtsus üsna väike, mistõttu võib teda arvutustel kõrvale jätta. Sisetulekahjusid iseloomustab reeglina kuumade põlemissaaduste kiirgus, sest põlemissaadused täidavad suhteliselt kiiresti ruumi ning isoleerivad leegi sedavõrd, et temalt tulev kiirgus praktiliselt ei avalda mõju ümbritsevate kehade kuumenemisele (välja arvatud juhud, kui on tegemist leelismetallide, alkoholide ja põlevgaaside põlemisega). Sellel põhjusel on alust arvata, et sisetulekahju temperatuuriks võib võtta ruumi mahu keskmist temperatuuri, kus tulekahju aset leiab. Katsetel saadud sisetulekahju temperatuure võib leida eriala kirjanduses, samuti võib määrata seda nomogrammil (vt joonis 58).

Katseandmete põhjal on puidu põlengul sisetulekahju tingimustes temperatuur piires 1100-1270 K (827-997⁰C), naturaalse kautšuki põlengul – 1470 K (1197⁰C). Välisestulekahjudel leegi (tule) kiirgus toimib piiramatus mahu, st toimub põlevmaterjalist hoonete ja ehitiste, põlevainete (tahked, vedelad, gaasilised) ladude lahtise leegiga põlemine.

Välisestulekahju temperatuuriks võetakse põleva objekti leegi pinna keskmine temperatuur. Välisestulekahjude temperatuuri määramine on keeruline ja töömahukas, katseliselt saadavad tulemused pole aga täpsed, sest leegi pinna erinevate punktide temperatuuri erinevused võivad olla kümneid kui mitte sadu (100-200) kraade.

Tabelis 8 on toodud katseseadmetel saadud leegitemperatuurid. Kui võrrelda tabelite 7 ja 8 andmeid, siis pole raske märgata, et samasuguste ainete leegitemperatuurid on erinevad, sõltuvana sellest, millises tingimustes põlemine toimub. Tabelis 7 on toodud leegitemperatuurid ainete põlemisel ahjude küttekolletes, need on 200-250 K kõrgemad kui samade ainete põlemisel välisestulekahju tingimustes (tabel 8).

Tabel 8. Põlevainete leegi temperatuurid.

| Põlevaine | Leegi temperatuur, K ⁰ C |
|---|-------------------------------------|
| Bensiin mahutis | 1473 / 1200 |
| Naftagaaside juga | 1127-1357 / 854-1084 |
| Puit | 1047-1147 / 774-874 |
| Staabeldatud (virnastatud) puitmaterjal | 1127-1317 / 854-1044 |
| Nafta ja diiselmootor mahutis | 1373 / 1100 |
| Dietüüleeter | 1207 / 937 |
| Metalliline kaalium | 727 / 454 |
| Kautšuk | 1247 / 974 |
| Traktoripetrooleum mahutis | 1373 / 1100 |
| Masuut reservuaaris | 1273 / 1000 |
| Metalliline naatrium | 827-927 / 554-654 |
| Nafta ja naftasaadused mahutis | 1107-1207 / 834-934 |
| Tehnilised kummitooted | 1437 / 1200 |
| Steariinküünlad | 727-937 / 454-664 |
| Turvas | 1027-1067 / 754-794 |
| Tselluloid | 1347-1547 / 1074-1274 |
| Etüülalkohol | 1147-1177 / 874-904 |

Põlevalt hoonelt või ehitiselt tulev leegi kiirgus võib põhjustada lähedalseisvate hoonete süttimist või plahvatust. Peale selle põhjustab tule (leegi) kiirgus ohtu inimese elule ja tervisele, eelkõige on mõeldud siin tulekahju piirkonnas töötavaid tuletõrjujaid-päästjaid. Tulest (leegist) tuleneva kiirguse arvutamisel võime kasutada võrrandit (181), mida käesoleval juhul võib esitada sellisel kujul:

$$q_{l,w} = \varepsilon_{l,w} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_w/100)^4] \Psi_{w,l}, \quad (198)$$

kus $q_{l,w}$ – leegist kiiratava pinna suunas tulev kiirgusvoog, [W/m²],

$\varepsilon_{l,w} = 1/(1/\varepsilon_l + 1/\varepsilon_w - 1)$ – leegi taandatud mustvärvusaste (tabel 6) ja kiiratava pinna taandatud mustvärvusaste (tabel 6),

T_1 ja T_w – vastavalt leegi keskmine temperatuur (tabel 8) ja kiiratava pinna keskmine temperatuur,

$\Psi_{w,l}$ – leegi tasapinnaga paralleelse kiiratava pinna kiiritatuse täistegur.

Tuleohutuse tingimused leegi (tule) kiirguse kohta välistulekahju olukorras võime väljendada võrrandi (182) alusel selliselt:

$$K_{to} \varepsilon_{l,w} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_{lub}/100)^4] \Psi_{l,w} \leq q_{krit}, \quad (199)$$

kus K_{to} – tuleohutuse tegur,

q_{krit} – antud põlevmaterjali kriitiline kiirgusvoog, [W/m²],

T_{lub} – põlevmaterjali pinna lubatud temperatuur kiiritamisel, so minimaalne isesüttimistemperatuur, K.

Võrratust (199) saab kasutada minimaalsete ohutute vahekauguste leidmisel hoonete ja ehitiste vahel, samuti saab kasutada tuletõrje meeskondade tegutsemise ohuala määramisel.

Ohutute vahekauguste leidmisel määratakse tuleohutustegur võrratuses (199) olenevalt hoone (ehitise) tuleohutusklassist ja hoones olevas tehnoloogilisest protsessist; tuletõrjekomandode ohutute töötingimuste leidmisel arvestatakse ka vastavate kiirgustpeegeldavate vahendite olemasoluga.

10.8. Ehitiste ja hoonete minimaalsete tuleohutu vahekauguste ning tuletõrjekomandode ohutute töötingimuste leidmine

Minimaalsete vahekauguste määramine

Aluseks on ehitusnormides (EE) toodud nõuete arvestamine. Vahekaugusi saab määrata valemi (199) ja nomogrammi (joonis 40) vahendusel. Ülesande lahendamine toimub sellises järjekorras:

1. Kasutades võrratust (199) määratakse kiirituse täistegur sellises olukorras, kus leegi vertikaalprojektsioonil on ristküliku kuju.

$$\Psi_{w,l} = q_{krit} \{K_{to} \delta_{w,l} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_{lub}/100)^4] \quad (200)$$

siin $\Psi_{w,l}$ vastab jooniselt 40 võetud $\Psi_{2,1}$ tähendusele.

2. Arvutatakse kiiritustegur ¼ leegi pinna kohta:

$$\Psi'_{w,l} = ¼ (\Psi_{w,l}). \quad (201)$$

3. Antud $\Psi'_{w,l}$ väärtusel (näiteks $\Psi'_{w,l} = 0,03$) ja ¼ leegi lühema külje b ja pikema külje a suhtest (näiteks b=4,8 ja a=8m, b/a = 0,6) lähtuvalt leiame nomogrammi abstsissiteljel (joonis 40) b/l = 1,2 b/a (meie näitel b/l = ½ x 0,6 = 0,3) ja sellest punktist tõmbame joone kuni lõikumiseni $\Psi'_{w,l}$ joonega (joonis 40 on näidatud see lahenduskäik noolekestega).

Suuruste b/l = 0,3 ja $\Psi'_{w,l} = 0,03$ lõikepunkt annab suuruse a/l = A = 0,045.

4. Vähim vahekaugus (tuleohutusvahemaa) ehitiste vahel on l=a/A (meie näitel l=8/0,45=17,8 m).

Kui leegi vertikaalprojektsioon on ruudukujuline, siis lahenduskäik lihtsustub, kuna b=a ja b/a=1. Järelikult on kõik a/l väärtused mistahes $\Psi'_{w,l}$ väärtuste korral ristumiskohas joonega b/l=0,5. Seega eelmise näite puhul on ¼ leegi pindala 4,8x8=38,4m², siis ruudu kuju puhul a=b=√38,4 =6,18 m; b/a=1 ja b/l=0,5. Joonte b/l=0,5 ja $\Psi'_{w,l} = 0,03$ (joonis 40) ristumisel leiame a/l=A=0,34. Siis l=a/A=6,18/0,34 = 18 m.

Kui leegi kuju on erinev ristkülikust ja ruudust, võib kasutada valemeid, mis on toodud vastavateemalistes ülesannetes kogudes vm (näiteks Moskva Tuetõrje Instituudi väljaannetes: M. Baskirtsevi toimetatud “Termodünaamika ja soojusülekanne tuletõrje alaste ülesannete kogu” jpt).

Tuletõrjajate ohutute töötingimuste määramine tulekahju piirkonnas

Päästetööde juhid on kohustatud tagama tuletõrjajatele tulekahju piirkonnas töötamisel ohutud töötingimused. Juba varem tehtud operatiivplaanidel peab olema määratud nii tuletõrjajate kui ka kustutustehnika võimalikud paiknemised tulekolde suhtes. Kohapeal hindab PTJ olukorda ja teeb vastavaid korrektiivseid ressursseid paigutamisel.

Tuletõrjaja seisukohalt ohutut vahekaugust määratakse samade meetoditega kui vahekaugusi hoonete ja ehitiste vahel. Üksnes q_{krit} asemel võrrandites (182) ja (200) võetakse arvesse inimesele lubatud kiirgusvoog $q_{\text{lub}} = 1050 \text{ W/m}^2$ ning T_2 asemel – inimese nahale lubatud temperatuuri piirnorm 313 K (40°C). Taandatud mustvärvusastme ε_t määramisel valemi (175) järgi, võetakse ε_2 asemel inimese naha mustvärvusaste $\varepsilon_n = 0,95$.

Tulekustutustehnika paigaldamisel ohutusse kaugusse (mehitatud tulekustutustehnika puhul vastavuses ka tuletõrjajatele ohutu kaugusega) arvestatakse samuti eeltoodud meetodeid ning valemeid, kusjuures kriitiline kiirgusvoog võetakse kõige tuleohtlikuma materjali (aine) suhtes.

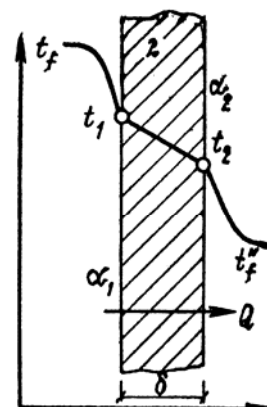
Märkus: tulekustutus- jt päästetehnika autodes oleva kütuse kriitiliseks soojusvoo q_{krit} väärtuseks võetakse $12600\text{--}12800 \text{ W/m}^2$. Taandatud mustvärvusastme määramisel võetakse ε väärtuseks õlivärviga kaetud pinna mustvärvusaste, $\varepsilon_{\text{krit}} = 0,94$.

11. LIITSOOJUSÜLEKANNE

11.1. Soojusläbikanne ühekihilises tasapinnalises seinas

Vaatluse all on ühtlane sile sein paksusega δ ja pindalaga F (joonis 47), seina soojusjuhtivustegur on λ .

Joonis 47. Soojusülekanne läbi sileda ühtlase ühekihilise seinaga.



Seina mõõtmed vaadeldavast punktist mõlemas suunas on tunduvalt suuremad kui seina paksus, mistõttu me ei arvesta soojuse hajumist üle seina otste. Seina vasakpoolne pind soojeneb keskkonna mõjul, mille temperatuur on t'_f , paremat seina pinda jahutatakse keskkonnaga, mille temperatuur on t_f .

Soojusjuhtivustegurid kuumutavalt keskkonnalt seina vasakule pinnale ja seina paremalt pinnalt kuumutatavale keskkonnale on vastavalt α_1 ja α_2 .

Me soovime leida soojusvoolu Q kuumutavast keskkonnast kuumutatavale keskkonnale läbi seina. Kuumutavalt keskkonnalt seinale minev soojus kandub üldjuhul konvektiivse- ja kiirgussoojusvahetuse teel, mistõttu saame soojusvoolu määrata Newtoni seaduse järgi:

$$Q = \alpha_1 F(t'_f - t_1),$$

kus t_1 – kuumutatava pinna temperatuur (vasak pool, joonis 47).

Statsionaarse režiimi puhul kandub see soojusvoog soojusjuhtivuse teel läbi seina. Tema suurus määratakse Fourier'i seaduse järgi:

$$Q = \lambda / \delta(t_1 - t_2),$$

kus t_2 – keskkonda kuumutava pinna temperatuur (parem pool, joonis 47).

Sama soojusvool antakse konvektiivse- ja kiirgussoojusvahetuse teel ümbritsevale keskkonnale ja lähedalasuvatele kehadele. Selle soojusvoolu suurust saame määrata Newtoni seaduse järgi:

$$Q = \alpha_2 F (t_2 - t'_f).$$

Väljendades soojusvoolu võrrandite süsteemi temperatuuride vahe suhtes, saame

$$t'_f - t_1 = Q/(\alpha_1 F); \quad t_1 - t_2 = Q \delta / (F \lambda); \quad t_2 - t'_f = Q/(\alpha_2 F).$$

Liites võrrandite vasakud ja paremad pooled ning lahendades otsitava Q suhtes, saame:

$$Q = [1/(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2)] F(t'_f - t'_f). \quad (202)$$

Suurusi $1/\alpha_1$ ja $1/\alpha_2$ nimetatakse soojusäraande termiliseks takistuseks; δ/λ – soojusjuhtivuse termiliseks takistuseks ja avaldist $1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2$ – soojuslähikande termiliseks kogutakistuseks. Soojusülekanne termilise kogutakistuse pöördväärtust nimetatakse soojuslähikande teguriks k läbi ühtlase tasapinnalise seinaga $[W/(m^2 \cdot ^\circ C)]$:

$$k = 1/(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2). \quad (203)$$

Selle soojuslähikandeteguri k ühikust tuleneb tema füüsikaline olemus: so soojusvoog vattides, mis antakse ühelt keskkonnale teisele läbi $1 m^2$ suuruse ühtlase neid eraldava seinapinna keskkonna temperatuuride $1^\circ C$ erinevuse korral.

Temperatuuride erinevust $\Delta t = t'_f - t'_f$ nimetatakse temperatuuride vaheks.

Asetades valemisse (202) soojuslähikande termilise kogutakistuse ja temperatuuride vahe tähistused, saame:

$$Q = kF \Delta t. \quad (204)$$

See võrrand (204) on tasapinnalise ühtlase seinaga statsionaarse soojusjuhtivuse võrrand kolmanda liigi ääritingimustel. Sagedamini nimetatakse teda soojuslähikande võrrandiks ja väljendatakse soojusvoo suhtes:

$$q = Q/F = k \Delta t. \quad (204a)$$

Tuletõrjeasjanduses kasutatakse soojusülekanne võrrandit (204) ja Newtoni ning Fourier'i seaduste võrrandeid järgmistel arvutustel:

- 1) soojendite soojusväljastus pindade temperatuurid; seinte, vaheseinte ja ka pikaajalistel tulekahjudel kasutatavate varjete (ekraanide) pinnatemperatuurid;
- 2) seinaga paksuse määramisel (näiteks tuletõkke vahesein) tagamaks tuleohutuse seisukohalt ohutut temperatuuri t_2 ;
- 3) soojusvahetite arvutustel.

Soojustandvate pindade temperatuuri määratakse järjestikulise lähenduste meetodil. Esimesel lähendusel arvutatakse:

- määrav temperatuur $t_m = (t'_f + t'_f)/2$;
- soojusjuhtivustegur $\lambda_t = \lambda_0 \pm \beta t_m$, λ_0 ja β suurused leitakse lisas toodud tabelist 7;
- soojusäraandetegur α_1 konvektiivse- ja kiirgussoojusvahetuse võrranditega.

Kui kuumutavaks keskkonnaks on tulekahju tingimustes põlemissaadused, siis soojusäraandetegur α leitakse graafikult (joonis 48) või arvutatakse ligilähedaselt võrrandist:

$$\alpha_1 = 11,63 e^{0,0023 t'_f}. \quad (205)$$

- 4) Soojusäraandetegur α_2 soojust väljastava seinapinna (jahutatava pinna) etteantud temperatuuri t_2 juures. Kui seinaga pinda temperatuuril $t_2 \geq 60^\circ C$ jahutatakse $20^\circ C$ õhuga, siis teguri ligikaudne arvutus toimub võrrandi (205) abil, kus t'_f asemele pannakse t_2 etteantav väärtus või leitakse graafikult (joonis 48); kui $t_2 < 60^\circ C$, siis ligikaudne arvutus toimub järgmise valemi abil:

$$\alpha_2 = 4,07 \sqrt[3]{t_2 - t'_f} \quad (206)$$

- 5) soojuslähikandetegur k võrrandi (203) järgi;
- 6) soojusvoog võrrandi (204a) järgi;
- 7) esimesel lähendusel otsitava temperatuuri saame Newtoni seaduse võrrandist:

$$t_2 = t'_f + q / \alpha_2.$$

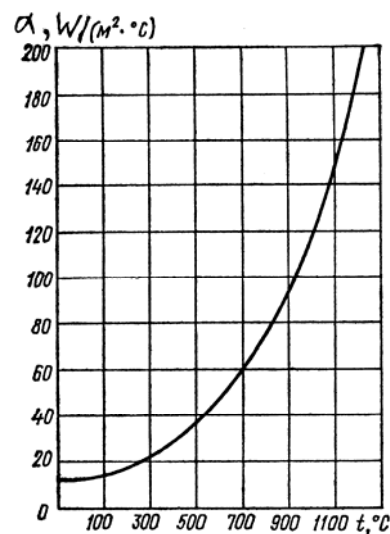
Kui saadud t_2 suurus on p 4)-s võetust erinev rohkem kui 10%, siis korratakse arvutusi alates p 4)-st võttes esimesel lähendusel saadud t_2 väärtuse nüüd lähtetemperatuuriks teisel lähendusel jne jne.

Seina paksuse määramisel tehakse arvutused pp 1-4 järgi üksnes sellise erinevusega, et temperatuur t_2 on teada tuleohutusnõuete järgi. Seejärel Newtoni seaduse võrrandi järgi määratakse soojusvoog ja võrrandist (204) leitakse soojuslähikandetegur k .

Võrrandist (203) leitakse seinapaksus δ :

$$\delta = \lambda(1/k - 1/\lambda_1 - 1/\lambda_2).$$

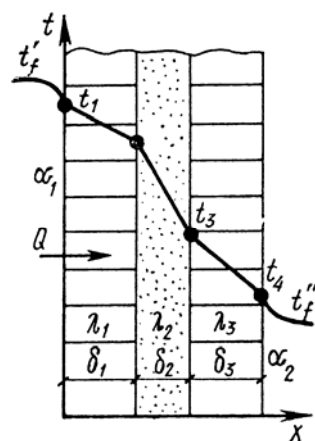
Joonis 48. Summaarse soojusäraandeteguri sõltuvus kuumutava keskkonna või pinna temperatuurist.



11.2. Soojuslähikanne mitmekihilises seinas

Vaatluse all on kolmekihiline tasapinnaline sein (joonis 49).

Joonis 49. Soojuslähikanne tasapinnalises mitmekihilises seinas.



Kihtide paksused on δ_1 , δ_2 ja δ_3 , külgpinna pindala F . Materjali kihtide soojusjuhtivustegurid λ_1 , λ_2 ja λ_3 . Seinast vasakul oleva keskkonna temperatuur t_f' ja paremal asuva keskkonna temperatuur t_f''

kusjuures $t_f' > t_f''$. Soojusäraandetegurid kuumutava keskkonna ja sein (vasakpoolse) vahel ning kuumutatud sein (parempoolse) ja jahutava keskkonna vahel on vastavalt α_1 ja α_2 . Temperatuurid kihtide piirpinnal on t_1 , t_2 , t_3 ja t_4 . Määrata tuleb kuumutavast keskkonnast kuumutatavale keskkonnale tulev soojusvool läbi neid eraldava mitmekihilise tasapinnalise sein.

Soojusjuhtivuse võrrand kirjutatakse välja eraldi iga kihi kohta. Kokkuvõtteks kolmekihilise sein jaoks saame viiest võrrandist koosneva süsteemi:

$$Q = \alpha_1 F (t_f' - t_1); \quad Q = \lambda_1 / \delta_1 [F(t_1 - t_2)];$$

$$Q = \lambda_2 / \delta_2 [F(t_2 - t_3)]; \quad Q = \lambda_3 / \delta_3 [F(t_3 - t_4)];$$

$$Q = \alpha_2 F (t_4 - t_f').$$

Selle süsteemi lahendamisel liidame jälle võrrandite vasakud ja paremad pooled ning lahendades võrrandid Q suhtes saame:

$$Q = [1 / (1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3 + 1/\alpha_2)] F(t_f' - t_f'). \quad (207)$$

Avaldis $1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3 + 1/\alpha_2$ on soojuslähikande termiline kogutakistus läbi kolmekihilise tasapinnalise sein.

Suurust $k = 1/(1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3 + 1/\alpha_2)$ nimetatakse soojuslähikandeteguriks läbi kolmekihilise tasapinnalise sein. Tema mõõtühik ja füüsikaline sisu on samasugune kui oli defineeritud ühekihilise ühtlase tasapinnalise sein puhul.

Kui seinas on n kihti, siis soojuslähikandetegurit võib väljendada selliselt:

$$k = 1 / (1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^n \delta_i / \lambda_i + 1/\alpha_2), \quad (208)$$

kus $\sum_{i=1}^n \delta_i / \lambda_i$ on kõikide kihtide termiliste takistuste summa (termiline kogutakistus).

Tuues sisse soojuslähikandeteguri ja temperatuuride vahe tähistused, saame soojuslähikande võrrandi mitmekihilise vaheseina puhul, mis on sarnane võrrandiga (204a).

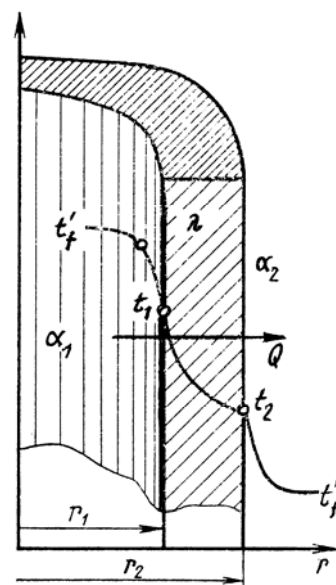
Tuletõrjepraktikas kasutatakse soojusjuhtivuse võrrandit ning Newtoni ja Fourier'i seaduste võrrandeid kihtide piirpinna temperatuuri arvutamisel või soojusisolatsiooni kihtide paksuste määramisel. Ülesande lahendamise järjekord on analoogne ühekihilise seina arvutustega.

11.3. Soojuslähikanne ühekihilises silindrilises seinas

Antud on ühekihiline silindriline sein (toru sein) pikkusega l , siselähimõõduga d_1 ja välislähimõõduga d_2 (joonis 50).

Seina materjali soojusjuhtivustegur on λ . Toru liigub keskkonnas temperatuuriga t_f' , väljaspool toru – keskkonnas temperatuuriga t_f'' . Olgu $t_f' > t_f''$. Soojusäraandetegurid on α_1 ja α_2 . Toru seinte pindade temperatuurid t_1 ja t_2 , nende väärtused on teadmata.

Joonis 50. Soojuslähikanne silindrilises ühekihilises seinas.



Määrata tuleb soojusvool Q ühelt keskkonnalt teisele läbi neid eraldava seina. Newtoni ja Fourier'i seaduste võrrandite kohaselt on:

$$Q = \alpha_1 \pi d_1 l (t_f' - t_1); \quad Q = [2\pi l \lambda / \ln (d_2/d_1)] (t_1 - t_2); \quad Q = \alpha_2 \pi d_2 l (t_2 - t_f'').$$

Lahendame selle võrrandite süsteemi temperatuuride erinevuse suhtes ning liites siis võrrandite paremad ja vasakud pooled saame:

$$Q = 1 / [1 / (\alpha_1 d_1) + 1 / (2\lambda \ln (d_2/d_1)) + 1 / (\alpha_2 d_2)] \cdot [\pi l (t_f' - t_f'')]. \quad (209)$$

Siin on suurus $1 / [1 / (\alpha_1 d_1) + 1 / (2\lambda \ln (d_2/d_1)) + 1 / (\alpha_2 d_2)] = k_{lin}$ – (soojuslähikande lineaartegur) – so soojusvool vattides, mis antakse ühelt keskkonnalt teisele läbi neid eraldava 1 m pikkuse ühekihilise silindrilise seina keskkondade 1°C temperatuurierinevuse puhul [$\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$].

Nimetaja k_1 kujutab endast soojuslähikande termilist kogutakistust ühekihilise silindrilise seina puhul. Viies võrrandisse (209) sisse soojuslähikande lineaarteguri ja temperatuuride vahe tähistused, saame

$$Q = k_1 \pi l \Delta t. \quad (210)$$

Juhul kui on täidetud tingimus $d_2/d_1 \leq 2$, siis võib alla 5% veapiiriga leida silindrilist seina läbivat soojust tasapinnalise ühekihilise seina jaoks kehtiva võrrandiga:

$$Q = k\pi d_{k\text{sk}} l (t_f' - t_f''), \quad (211)$$

kus $d_{k\text{sk}}$ – toru keskmine diameeter, $d_{k\text{sk}} = (d_1 + d_2)/2$.

Tuleohutusosalased ülesanded ja nende lahenduste käigud võrrandeid (209) ja (210) kasutades on samalaadsed kui tasapinnalise seina puhul.

11.4. Soojuslähikanne mitmekihilises silindrilises seinas

Praktilises elus puutume sellise soojuslähikandega kokku soojusisolatsiooniga kaetud torustike puhul. Soojusvahetus läbi mitmekihilise silindrilise seina erineb soojusjuhtivusest läbi ühekihilise silindrilise seina selle poolest, et soojuslähikandeteguri võrrandis on tegemist kõikide kihtide summaarse termilise takistusega. Näiteks väljendub soojuslähikandetegur selliselt:

$$k_1 = 1/[1/(\alpha_1 d_1) + 1/(2\lambda_1) \ln(d_2/d_1) + 1/(2\lambda_2) \ln(d_3/d_2) + 1/(2\lambda_3) \ln(d_4/d_3) + 1/(\alpha_2/d_4)], \quad (212)$$

kus $d_1, d_2, d_3, d_4, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ – vastavalt kihtide diameetrid ja soojusjuhtivustegurid.

Kui sein koosneb n kihist, siis soojuslähikande lineaartegur leitakse selliselt:

$$k_1 = 1/[1/(\alpha_1 d_1) + \sum_{i=1}^n 1/(2\lambda_i) \ln(d_{i+1}/d_i) + 1/(\alpha_2 d_{n+1})]. \quad (213)$$

Soojuslähikande võrrand mitmekihilise silindrilise seina tingimustes on kujul (209), kus k_1 on leitud võrrandi (213) järgi.

Tuleohutusülesannete tüübid ning lahenduskäigu järjekord on sarnane eeltoodud soojuslähikande näidetele. Soojuslähikande võrrand võimaldab valida torude isolatsiooniks vajalikku materjali ja arvutada isolatsioonikihi sellist paksust, mis minimaliseerib torustike soojakaod. Tuletõrjealal on vaja selliseid arvutusi mitmetel juhtudel. Näiteks talvetingimustes tuletõrjepumba soojendustorustiku isolatsiooni arvutused, statsionaarsete veeauruga kustutussüsteemide puhul jms.

Arvutused ja katsed näitavad, et torustike (elektrijuhtmetstike jms) soojusisolatsioonikihi paksuse suurenemisega teatud piirini võib kaasneda soojakadude suurenemine torustike külgpindadelt. Seda seletatakse sellega, et küllalt suure soojusjuhtivusteguriga soojusisolatsioonikihi suurenedes (paksenedes) teatud piirini, soojusisolatsioonikihi termiline takistus $1/(2\lambda_{\text{isolmat}}) \ln(d_{\text{väl}}/d_{\text{sis}})$ suureneb aeglasemalt kui väheneb soojusvahetuse takistus $1/(\alpha_2 d_{\text{väl}})$, mis põhjustabki soojusülekanndeteguri k_1 ja soojuskaod suurenemise.

Soojusisolatsiooni välisdiameetrit $d_{\text{väl}}$, mis vastab minimaalsele termilisele kogutakistusele nimetatakse soojusisolatsiooni kriitiliseks diameetriks d_{isolkrit} .

Soojusisolatsiooni kriitilist diameetrit saame leida valemiga

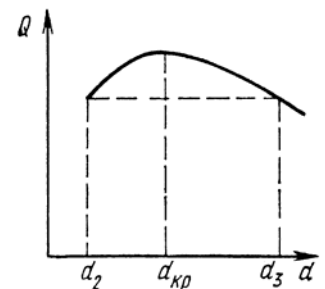
$$d_{\text{isolkrit}} = 2\lambda_{\text{isol}} / \alpha_2. \quad (214)$$

Soojusisolatsiooni välisdiameetri $d_{\text{isolväl}}$ suurnedes üle tema kriitilise d_{isolkrit} torustike soojakaod tavaliselt vähenevad. Teatud soojusisolatsiooni välisdiameetri korral d_{isol3} võivad soojuskaod võrdsustuda mitteisoleeritud torustikeosade soojuskadudega (joonis 51).

Jooniselt 51 on näha, et soojusisolatsiooni kiht $(d_3 - d_2)/2$ ei õigusta ennast, kuna soojuskaod d_2 juures on võrdsed soojuskadudega d_3 puhul. Selleks, et mistahes õhuke isolatsioonikiht vähendaks soojuskadusid, tuleb täita tingimus: $d_{\text{isolkrit}} \leq d_2$. See tähendab, et soojusisolatsiooni materjal peab vastama tingimusele:

$$\lambda_{\text{isolmat}} \leq \alpha_2 d_2 / 2, \quad (215)$$

kus d_2 – soojusisolatsiooniga mittekaetud torustiku välisdiameeter.



Joonis 51. Soojuskadude olenevus silindrilise pinna soojusisolatsiooni paksusest.

Näide: Tuleb valida soojusisolatsioon torustikule kui $d_2 = 25$ mm ja $\alpha = 10$ [W/(m²·°C)].

Võrrandi (215) järgi: $\lambda_{\text{isolmat}} \leq 0,025 \cdot 10/2 = 0,125$ [W/m·°C].

Järelikult: Vajaliku soojusisolatsiooni materjali soojusjuhtivustegur peab olema väiksem või võrdne 0,125 [W/m·°C]. Kasutades lisas olevat tabelit 7 valime sobiva materjali.

12. MITTESTATSIONAARNE SOOJUSJUHTIVUS

12.1. Kehade temperatuuri ja entalpia muutus kuumutamisel

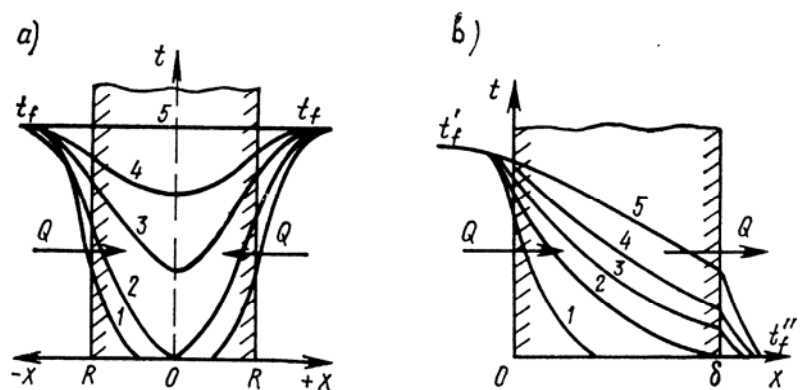
Mittestatsionaarset soojusjuhtivust kohtame väga mitmesugustel juhtudel nagu metalli kuumtöötlemisel (kuumutamine, karastamine), toaahjude töötamisel jne. Mittestatsionaarsele soojusjuhtivusele on iseloomulik soojuste akumulatsioon, mille tulemusena temperatuuriväli kehas on ajaliselt muutuv. Keha temperatuuri muutust võib suhteliselt lihtsa integreerimisega leida ainult juhul, kui keha aine on lõpmata suure soojusjuhtivusega ($\lambda \rightarrow \infty$ ehk $Bi = \alpha/\lambda = 0$). Sel juhul säilib kehas kogu protsessi vältel termiline tasakaal, st kõik keha punktid on vaadeldaval ajahetkel ühesuguse temperatuuriga ja temperatuuri ajaline muutus on määratud ainult soojusülekandega keha ja teda ümbritseva keskkonna vahel. Selline juhus võib pakkuda praktilist huvi näiteks väga õhukeste metallesemete kuumutamisel ja jahutamisel ($Bi < 0,1$). Keha temperatuuri muutuse valemi tuletuskäik on toodud eriala kirjanduses, näiteks [A.Kull, L.Mikk, A.Ots "Soojustehnika"].

Mittestatsionaarne soojusjuhtivus on selline soojuste leviku protsess, mis toimub erinevalt kuumutatud aineosakeste vahetel kokkupuutel tingimustel, kus temperatuur muutub nii kohas (x, y, z koordinaadid) kui ajas (τ). Mittestatsionaarne soojusjuhtivus esineb nii kehade kuumutamisel kui jahutamisel. Tuletõrje praktikas tuleb lahendada reeglina selliseid ülesandeid, mis käsitlevad mittestatsionaarset soojusjuhtivust kehade kuumutamisel. Vaatleme temperatuuri ja entalpia muutust sein ühe- ja mõlemapoolsel kuumutamisel. Antud on sein paksusega $2R$ (joonis 52a), algtemperatuuriga t_0 . Ootamatult tõusis keskkonna temperatuur mõlemal pool sein temperatuurini t_1 , jäädes sellel püsima. Olgu sein laius ja kõrgus suured võrreldes sein paksusega, siis võime mitte arvestada soojuste valgumist üle sein piirete ning meil on tegemist sein sümmeetrilise kuumutamisega. Sellisel juhul on mugav koordinaatide algpunkt võtta sein keskel.

Kindlaks on tehtud, et kõigepealt kuumenevad sein pindmised kihid (kõver 1), seejärel haarab soojusimpulss üha uued kihid ning teatud aja möödudes jõuab sein keskele (kõver 2).

Seejärel täheldatakse temperatuuri tõusu kõigis keha punktides (kõverad 3 ja 4) ning lõpuks on kogu sein kuumenenud keskkonna temperatuurini (sirge 5). Keha temperatuuri tõus põhjustab keha entalpia suurenemise (so soojushulk, mis sisaldub keha massi- või mahuühikus). Alguses suureneb keha entalpia kiiresti, seejärel aeglustub ning jääb püsima siis, kui keha kõigi punktide temperatuur võrdsustub keskkonna temperatuuriga. Selliselt muutub temperatuur ja entalpia pikkade silindrite, varraste ja ehitussammaste sümmeetrilisel kuumutamisel. Kehade temperatuuri tõus sellises olukorras toimub kiiremini, kuna soojust antakse kehale kogu perimeetri ulatuses.

Sein ühepoolsel kuumutamisel ja teise poole jahutamisel (selline olukord on sageli tulekahju olukorras) on ajaline temperatuuri muutus sein paksuses kujutatud joonisel 52b. Sarnaselt eelmisele juhusele on temperatuuri jaotus seinas vastalt kõveratele 1 ja 2, seejärel hakkab sein kuumenema ühtlaselt kogu paksuses ning seetõttu tõuseb temperatuur sein paremal tasapinnal (kõverad 3 ja 4). Teatud aja möödudes (teoreetiliselt lõpmatult pika) algab statsionaarne soojusrežiim. Temperatuuri jaotus on siin lineaarne iseloom (sirge 5).



Joonis 52. Temperatuuri muutus seinas olenevalt sein kuumutamise temperatuurist. a – sümmeetriline sein kuumutamine; b – ühepoolne sein kuumutamine.

Kuumutamisel sein entalpia suureneb samuti, kusjuures kuni sein parempoolse pinna temperatuuri tõusmise alguseni läheb kogu soojus entalpia suurenemisele, seejärel aga osa soojusest läheb parempoolselt seinapinnalt konvektiivse- ja kiirgussoojusvahetuse teel keskkonda. Statsionaarse soojusrežiimi saabudes sein entalpia ei muutu enam. Selline kuumutusprotsess leiab aset erinevate kuumutusseadmetes ja ka hoonete ehituskonstruktsioonide seintes tulekahju olukorras. Sarnaselt võivad toimuda ajalisel temperatuurimuutusel keskkonnas ja kehas ka teistes suundades.

Üldiselt on välja kujunenud ühtne ettekujutus temperatuuri ja entalpia muutustest seinas. Mittestatsionaarne soojusjuhtivus vedelikes ja gaasides on palju keerulisem, kuna vedeliku- või gaasiosakeste konvektiivne liikumine põhjustab ruumis ümberpaiknemise.

12.2. Soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrandid

Mittestatsionaarse soojusjuhtivusülesannete lahendamine viib temperatuuri määramiseni keha mistahes punktis (koordinaatidega x, y, z) mistahes ajahetkel τ (st viib funktsionaalse olenevuse viisi määramiseni)

$$t = f(x, y, z, \tau). \quad (216)$$

Kui lahendame mittestatsionaarse soojusjuhtivuse ülesandeid ühemõõtmelise temperatuurivälja tingimustes, siis olenevus (216) on kujul:

$$t = (x, \tau). \quad (217)$$

Üldjuhul väljendub funktsionaalne sõltuvus (217) Fourier'i soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrandiga:

$$\partial t / \partial \tau = \alpha \partial^2 t / \partial x^2, \quad (218)$$

kus $\partial t / \partial \tau$ – temperatuuri t esimene tuletis aja τ järgi,
 $\partial^2 t / \partial x^2$ – temperatuuri t teine tuletis koordinaadi x järgi,
 α – temperatuurijuhtivustegur, [m^2/h] või [m^2/s].

Temperatuurijuhtivustegur on aine või materjali füüsikaliseks suuruseks (parameetriks), ta iseloomustab aine omadusi temperatuuri muutumise kiiruse suhtes. Tema tähendus (m^2/h) määratakse võrrandiga:

$$\alpha_t = \lambda_t / (c_t \rho), \quad (219)$$

kus λ_t – soojusjuhtivustegur, [$J/(m \cdot K \cdot h)$],
 c_t – erisoojus, [$J/(kg \cdot K)$],
 ρ – tihedus, [kg/m^3].

Füüsikalises mõttes iseloomustab temperatuurijuhtivustegur temperatuuri muutumise kiirust keha paksuse lõikes.

Mida suurem on keha temperatuurijuhtivusteguri väärtus, seda kiiremini kuumeneb see keha ühe ja sama temperatuurini võrreldes teistega muude võrdsete tingimuste korral.

Temperatuurijuhtivusteguri väärtus sõltub keha keskmisest temperatuurist, kuna temperatuurist oleneb ka soojusjuhtivustegur λ ja soojusjuhtivus c_t .

Soojusjuhtivusteguri olenevust temperatuurist on käsitletud varem: valem (126)

$$\lambda_t = \lambda_0 \pm \beta t, \quad (126)$$

kus λ_t – soojusjuhtivustegur keha keskmisel temperatuuril t ,
 λ_0 – soojusjuhtivustegur temperatuuril $0^\circ C$,
 β – katsetegur, mis näitab mille võrra suureneb või väheneb λ väärtus temperatuuri tõstmisel $1^\circ C$ võrra (vt lisa tabel 7).

Kehade erisoojus suureneb nende temperatuuri tõusuga lineaarselt:

$$c_t = c_0 + \beta' t_{ksk}, \quad (220)$$

kus c_t – keha erisoojus keskmisel temperatuuril t_{ksk} ,
 c_0 – keha erisoojus $0^\circ C$ temperatuuril,
 β' – katsetegur, mis arvestab erisoojuse väärtuse suurenemist temperatuuri tõusul $1^\circ C$ võrra (lisa tabel 7).

Keskmi temperatuuri kogu kuumutamise aja vältel leitakse selliselt:

$$t_{ksk} = \frac{1}{2} (t_{w, \tau} + t_{x, \tau}), \quad (221)$$

kus $t_{w, \tau}$ – kuumutatava pinna temperatuur arvestusliku aja τ möödudes,
 $t_{x, \tau}$ – otsitava punkti x temperatuur arvestusliku aja τ möödudes.

Tihti on $t_{w,\tau}$ ja $t_{x,\tau}$ väärtused alguses teadmata, sellisel juhul neile need antakse, et viia sisse temperatuurist tulenevaid parandusi teistel füüsikalistel suurustel. Arvutuste esimesel lähendusel saadud $t_{w,\tau}$ ja $t_{x,\tau}$ väärtused võetakse kui lähteandmeid teiste füüsikaliste parameetrite λ_t , c_t ja α_t arvutamisel. Kui viimased erinevad esimesel lähendusel saadud tulemustest enam kui 10% võrra, siis arvutusi korratakse.

Kolmanda liigi ääritingimuste puhul ülesannete lahendamisel keha keskmine temperatuur t_{ksk} määratakse esimesel lähendusel valemi (221a) abil:

$$t_{ksk} = \frac{1}{2} (t_f + t_0), \quad (221a)$$

kus t_f – kuumutava keskkonna temperatuur;

t_0 – algtemperatuur.

Temperatuurijuhtivustegur oleneb ka materjali niiskusest. Niisketel materjalidel on see väiksem kui kuivemal, seega kuumenevad nad aeglasemalt. Põhjuseks on asjaolu, et niiske materjali kuumutamisel läheb osa soojusenergiast vee kuumutamisele ja aurustamisele. Niiskuse mõju arvestamine aine füüsikalistele parameetritele mittestatsionaarsel soojusrežiimil on suhteliselt keeruline, sellega võib tutvuda erialakirjanduses, näiteks [P. Romanenko, J. Kosmarovi ja M. Baskirtsevi teaduslike uuringute publikatsioonides].

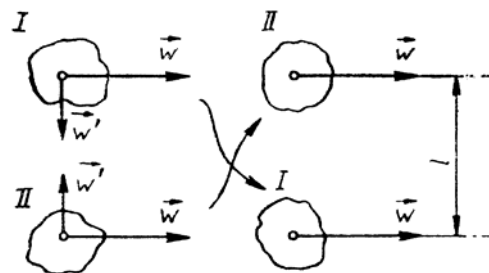
12.3. Soojuse levik voolavas keskkonnas

Mittestatsionaarne soojusjuhtivus vedelikes ja gaasides on keerulisem, kuna vedeliku- või gaasiosakeste konvektiivne liikumine põhjustab ruumis ümberpaiknemise. Keskkonna (vedelik või gaas) voolamisel muutub soojusvoo määramise küsimus tunduvalt keerulisemaks. Teatavasti võib voolamise režiim olla kahesugune.

Laminaarsel voolamisel liiguvad kõik vedeliku või gaasi osakesed üksteisega kõrvuti ilma omavahelise segunemiseta. Seetõttu on voolamisel ristsuunas ainsateks soojuskandjateks molekulid ja soojus levib üksnes soojusjuhtivuse teel. Voolamise suunas aga lisandub soojusjuhtivusele soojuse edasikandmine edasiliikuvate vedeliku osakeste soojussisalduse (entalpia) arvel.

Turbulentsel voolamisel on iseloomulik see, et vedeliku (või gaasi) osakesed omavad lisaks üldisele voolu liikumise kiirusele w ajalisel muutuvat lisakiirust w' , mille suund on juhuslik. Seetõttu juhtudel, kui nn pulsatsioonikiirus w' ei ühti suunalt voolu kiirusega w , toimub üksteisega kõrvuti liikuvate osakeste asukoha vahetus ja segunmine (joonis 52a).

Joonis 52a. Vedeliku osakeste segunemine turbulentsel voolamisel.



Turbulentsete pulsatsioonide tõttu vedeliku kihtide vahel vahetatav soojushulk võrdub vahetatava vedeliku massi, erisoojuse ja vedeliku kihtide vahelise temperatuuride vahe korrutisega. Vedeliku kihtide vahel vahetuv vedeliku mass ristlõike pinnauhiku ja ajaühiku kohta avaldub aga tiheduse ja ruumala korrutisega, kusjuures viimane on võrdne pulsatsiooni kiiruse w' ja pulsatsiooni ulatuse (amplituudi) l korrutisega $w'l$. Korrutis $w'l$ omab sama dimensiooni kui temperatuurijuhtivustegur ja on viimasega füüsikalise sisu poolest analoogiline suurus.

Turbulentse soojusleviku uurimine on äärmiselt raske probleem. Mittekokkusurutava vedeliku või gaasi laminaarse voolamise soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrandi tuletamine on toodud eriala kirjanduses [A.Kull jt "Soojustehnika"].

12.3.1. Alg- ja ääritingimused

Kuna soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrand sisaldab ka kiiruse komponente, siis järelikult peab temperatuurivälja leidmiseks olema teada kiiruseväli voolavas keskkonnas. Täpsemalt öelduna on mõlemad väljad üksteisest sõltuvad ja nende leidmiseks tuleb lahendada diferentsiaalvõrrandite süsteem, milles soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrand on üheks võrrandiks. Ülejäänud võrranditeks on hüdrodünaamikas

tuntud pidevuse võrrand ja Navier'-Stokes'i voolamisvõrrand kiirusväljale. Viimane on vektoriaalne võrrand ja on seega lahutatav kolmeks skalaarseks diferentsiaalvõrrandiks.

Teatavasti ka kõige lihtsama diferentsiaalvõrrandi lahendamine annab piiramata arvu lahendeid, millest konkreetsele ülesandele sobiv erilahend valitakse välja vastavate lisatingimuste abil (näiteks integreerimiskonstandi väärtuse määramine). Füüsikaliste protsesside uurimisel on terve rida tingimusi, mis määravad üheselt kindlaks protsessi parameetrid ja mida nimetatakse seetõttu üldiselt ühesuse tingimusteks. Viimaseid klassifitseeritakse järgmiselt:

- Geomeetrilised tingimused – iseloomustavad kujult ja mõõdetelt keha või seadet, milles protsess toimub.
- Füüsikalised tingimused – iseloomustavad keha või keskkonna füüsikalisi omadusi.
- Ääretingimused – iseloomustavad protsessi kulgemise iseärasusi keha või keskkonna äärtel.
- Ajalised tingimused – iseloomustavad protsessi kulgemise iseärasusi olenevalt ajast. Lihtsamatel juhtudel piirduvad need vaadeldava parameetri (näiteks temperatuuri) väärtuste kirjeldamisega algmomen dil. Sel juhul nimetatakse neid algtingimusteks.

Diferentsiaalvõrrandite lahendamise seisukohast on esimene ja teine tingimuste grupp arvesse võetavad juba ülesande formuleerimise käigus, näiteks vastavate füüsikaliste konstantide sisseviimisega, koordinaatide süsteemi valikuga jne. Kolmas ja neljas tingimuste grupp aga on vajalikud integreerimiskonstantide määramiseks. Kui vaadeldakse statsionaarset probleemi, langevad ajalised tingimused ära.

Ääretingimused jagatakse omakorda kolme liiki:

Esimene ääretingimuste esitamise moodus seisneb selles, et antakse ette (või on teada) temperatuurid keha või keskkonna äärtel igal ajahetkel. Näiteks tasapinnalise seina valemid (127-133) on saadud esimest liiki ääretingimuste kasutamisel.

Teine moodus seisneb temperatuuri gradiendi etteandmises keha või keskkonna äärtel. Praktiliselt vastab see juhule, kui on teada soojusvoog keha või keskkonna äärtel (vt valem 125 ja 125a). Säärase ääretingimuste liigi puhul on temperatuur keha äärtel tundmatu ja leitakse diferentsiaalvõrrandi erilahendina.

Kolmanda mooduse puhul antakse ette keha äärtel temperatuuri ja temperatuurigradiendi lineaarne kombinatsioon. Tahkete kehade soojusjuhtivuse uurimisel vastab see tegelikult juhule, kui on teada soojusülekan de tegur ja keha seina ääres voolava keskkonna temperatuur. Tähistades keha pinna temperatuuri t_s , soojusjuhtivusteguri λ_s ja temperatuurigradiendi keha pinnal $\partial t_s / \partial n$, saame kolmandat liiki ääretingimuste iseloomustamiseks võrrandi, kui võrrutame Fourier'i ja Newtoni valemite järgi avaldatavad soojusvood:

$$-\lambda_s \partial t_s / \partial n = \alpha (t_s - t).$$

Lihtsaimaks näiteks kolmandat liiki ääretingimuste kasutamisel saadud lahendist on tasapinnalise seina valem (202). Keerulisematel juhtudel võib diferentsiaalvõrrandi lahendatavus sõltuda ka ääretingimuste tüübist.

Voolava keskkonna puhul kasutatakse sageli kolmandat liiki ääretingimusi olukorra iseloomustamiseks keskkonna äärtel. Seejuures lähtutakse asjaolust, et iga voolava vedeliku või gaasi kiirused tahke pinna vahetus läheduses vähenevad ja pinnal võrduvad nulliga. Seega esineb iga pinna ääres aeglaselt ja laminaarselt voolav vedeliku kiht, mida nimetatakse piirkihiks. Ääretingimuste andmisel peetakse silmas, et laminaarse voolamise tõttu pääseb soojus piirkihist tahkele pinnale ainult soojusjuhtivuse teel, mistõttu soojusvoo võib avaldada Fourier'i seadusest vedeliku soojusjuhtivusteguri λ ja temperatuuri gradiendi $\partial t / \partial n$ kaudu. Järelikult võib saada eeltoodud võrrandile analoogilise soojusülekan de diferentsiaalvõrrandi,

$$-\lambda (\partial t / \partial n) = \alpha (t_s - t),$$

kus t_s – keha pinna temperatuur,

λ – soojusjuhtivustegur,

t – keha seina ääres voolava keskkonna temperatuur,

$\partial t / \partial n$ – on temperatuuri gradiendid keha pinnal,

α – soojusülekan detegur.

See valem erineb eelmisest ainult sellepolest, et vasakpoolne avaldis pole avaldatud mitte tahkele seinale, vaid seina vastu puutuval vedeliku kihile.

12.3.2. Soojuse levikuprotsesside sarnasus

Soojuse leviku analüütiline uurimine on eeltoodu põhjal seotud suurte raskustega, mistõttu paljudel juhtudel kasutatakse eksperimentaalseid meetodeid. Seejuures kerkib üles küsimus, millisel juhul on vaadeldav protsess küllalt sarnane mingi varem eksperimentaalselt uuritud protsessiga, et uurimusest saadud andmed oleksid ülekantavad.

Füüsikaliste protsesside sarnasuse vaatlemisel, analoogiliselt geomeetrisel sarnasusega, iseloomustatakse kahe süsteemi vastavate suuruste φ' ja φ'' suhet nn sarnasuskordaja c_φ abil:

$$c_\varphi = \varphi''/\varphi', \quad (221b)$$

kus suuruseks φ võib võtta ükskõik millise protsessi iseloomustava näitaja (kiirus, temperatuur, rõhk, geomeetrisel näitajad jne). Seejuures võivad c_φ väärtused erinevate füüsikaliste suuruste jaoks olla erinevad.

Vaatleme näiteks soojuse levikut laminaarselt voolavas soojusallikata keskkonnas, mida võib kirjeldada soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrandiga ja soojusülekanne diferentsiaalvõrrandiga.

Olgu kahes vaadeldavas süsteemis protsessid füüsikaliselt sarnased.

Esimeses süsteemis tähistame protsessi iseloomustavad suurused $t', \tau', w', x', y', n', a', \lambda', \alpha'$ ja saame:

$$\begin{aligned} \partial t'/\partial \tau' + w'_x \partial t'/\partial x' + w'_y \partial t'/\partial y' + w'_z \partial t'/\partial z' &= \alpha' (\partial^2 t'/\partial x'^2 + \partial^2 t'/\partial y'^2 + \partial^2 t'/\partial z'^2), \\ -\lambda \partial t'/\partial n' &= \alpha' (t'_s - t'). \end{aligned}$$

Juhul kui **teises süsteemis** toimub protsess sarnaselt esimese süsteemiga, võime protsessi kirjeldada mitte sel teel, et paigutame eeltoodud võrranditesse–suurused t'', w'', x'' jne, vaid nii, et avaldame eelnevalt valemi (221b) järgi $t''=c_t t', w''=c_w w', x''=c_x x'$ jne.

Seega saame protsessi kirjeldamiseks teises süsteemis võrrandid:

$$\begin{aligned} c_t/c_\tau \partial t'/\partial \tau' + c_w c_t/c_1 [(w'_x \partial t'/\partial x' + w'_y \partial t'/\partial y' + w'_z \partial t'/\partial z')] &= \\ &= c_\alpha (c_t/c_1^2) \alpha' (\partial^2 t'/\partial x'^2 + \partial^2 t'/\partial y'^2 + \partial^2 t'/\partial z'^2), \\ -(c_\lambda c_t/c_1) \lambda' (\partial t'/\partial n') &= c_\alpha c_t \alpha' (t'_s - t'). \end{aligned}$$

Kuna need kaks võrrandit sisaldavad esimeses süsteemis toimuvat protsessi iseloomustavaid suurusi t', w', x' jne, siis nad kirjeldavad ühtlasi ka esimeses süsteemis toimuvat protsessi ehk teiste sõnadega peavad olema identsed võrranditega, mis käsitlevad esimest süsteemi. See on võimalik ainult siis, kui sarnasuskordajatest c_t, c_w, c_1 jne moodustatud konstandid võrrandi liikmete ees on võrdsed ning neid saab taandada. Siit järgneb, et sarnaste protsesside puhul peavad sarnasuskordajate vahel kehtima seosed, mis käesolevate võrrandite puhul avalduvad järgnevalt:

$$\begin{aligned} c_t/c_\tau &= c_w c_t/c_1 = c_\alpha c_t/c_1^2, \\ c_\lambda c_t/c_1 &= c_\alpha c_t. \end{aligned}$$

Neid eeltoodud avaldise võib ümber kirjutada kujul:

$$c_w c_1/c_\alpha = 1; \quad c_\tau c_\alpha/c_1^2 = 1; \quad c_\alpha c_1/c_\lambda = 1.$$

Kasutades sarnasuskordajate definitsioone $c_w = w''/w', c_1 = l''/l'$ jne, saame vaadeldavatele sarnastele protsessidele tingimused

$$\begin{aligned} w'l'/\alpha' &= w''l''/\alpha'' = \text{idem}, \\ \tau'\alpha'/l'^2 &= \tau''\alpha''/l''^2 = \text{idem}, \\ \alpha'l'/\lambda' &= \alpha''l''/\lambda'' = \text{idem}. \end{aligned}$$

Tähisega „idem“ märgitakse, et suurused on mõlemas sarnases süsteemis ühesuguse väärtusega.

Sarnasusteooria III teoreem väidab, et kaks füüsikalist protsessi on sarnased siis, kui nad on kvalitatiivselt ühesuguse iseloomuga, on kirjeldatavad ühesuguste võrranditega, toimuvad geomeetriselt sarnastes süsteemides, ja kui protsesse iseloomustavad sarnasusarvud on vastavalt võrdsed.

Sarnasusteooria on võimsaks abivahendiks soojustehniliste seadmete tööprotsessi eksperimentaalsel uurimisel. Lähtudes protsesside sarnasuse mõistest, võib ehitada eksperimentaalseks uurimiseks geomeetriliselt sarnase, vähendatud mastaabis mudeli, millel saadud katseandmed on ülekantavad seadmele. Võib esineda ka juhuseid, kus seadme ja mudeli tööprotsesside täielikku sarnasust ei ole võimalik saavutada, ent mõned kõige iseloomustavamad sarnasusarvud on võrdsed. Sellisel juhul on tööprotsess ligikaudselt modelleeritud.

Soojusülekanne protsesside uurimiseks kasutatakse laialdaselt sarnasusarvuid ka sellepärast, et sel teel saadavad valemid on üldisema iseloomuga ja laiema kasutamise diapasooniga. Katseandmete ümbertöötamisel on sarnasusteooria eeliseks see, et sarnasusarvud saadakse füüsikalist protsessi kirjeldavatest diferentsiaalvõrranditest ja ääritingimustest. Seetõttu on sarnasusarvudes esitatud empiiriline valem teatavas mõttes diferentsiaalvõrrandi erilahendiks, mis on saadud katselisel teel.

Paralleelselt sarnasusteooriaga kasutatakse füüsikaliste protsesside uurimiseks mõnikord nn, dimensioonide teooriat. Viimane võimaldab eespool vaadeldud sarnasusarvuid tuletada füüsikalist protsessi iseloomustavate suuruste dimensioonide analüüsist. Dimensioonide teooria eeliseks on sarnasusarvude tuletamise võimalus ilma, et oleks vajadust protsessi mehhanismi kirjeldamiseks diferentsiaalvõrranditega. Viimane asjaolu on aga ühtlasi puuduseks, sest pinnapealsem lähenemine probleemidele võib põhjustada eksitusi ja vigu protsessi määravate sarnasusarvude valikul.

12.3.3. Sarnasusarvud

Lisaks eespool vaadeldud kolmele sarnasusarvule võime võrrandist $-\lambda_s(\partial t_s / \partial n) = \alpha(t_s - t)$ saada sarnasusarvu

$$\alpha/\lambda_s = Bi \quad - \text{Biot' arv (J.-B. Biot – prantsuse füüsik ja astronoom)}.$$

Biot' arv on formaalselt ühesugune Nusselti arvuga, ent erinevuseks on asjaolu, et ta saadakse tahke keha ääritingimustest ja sisaldab seina soojusjuhtivustegurit λ_s .

Soojusülekanne uurimisel vedeliku ja seina vahel lisanduvad soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrandile ka voolamise diferentsiaalvõrrandid ja ääritingimused. Nendest on eespool vaadeldava meetodiga tuletatavad järgmised sarnasusarvud:

$$w^2/(gl) = Fr \quad - \text{Froude'i arv (inglise teadlane),}$$

$$\Delta p/(\rho w^2) = Eu \quad - \text{Euleri arv (matemaatik ja füüsik, töötas Peterburi ja Preisi TA-tes),}$$

$$wl/\nu = Re \quad - \text{Reynoldsi arv.}$$

Ülaltoodud arvudes g – raskuskiirendus, Δp – rõhulang voolavas keskkonnas, ρ – tihedus, ν – kinemaatilise viskoossus.

Tavalised füüsikalised sõltuvused on avaldatavad ka sarnasusarvude kaudu. Näiteks rõhulang Δp vedeliku voolamisel oleneb mõõdetest (l), kiirusest (w), sisehõõrdumisest (ν) jne. Sarnasusarvude abil võib säärast rõhulangu sõltuvust mitmesugustest teguritest väljendada kujul

$$Eu = f(Re, Fr).$$

Sellest valemist järgneb, et osa sarnasusarvuid võib kasutada kui protsessi määravaid argumente (Re , Fr) ja teisi kui funktsioone, mis olenevad argumentidest (Eu). Konvektiivse soojusülekanne uurimisel on tavaliselt otsitavaks suuruseks soojusülekande tegur α , millele vastab Nusselti arv. Seega konvektiivse soojusülekanne puhul peab Nusselti arv sõltuma soojuselevikut määravatest sarnasusarvudest (Pe , Fo) ja voolamist määravatest sarnasusarvudest (Re , Fr). Statsionaarsete protsesside vaatlemisel langeb ära Fourier'i arv ja võime kirjutada

$$Nu = f(Pe, Re, Fr).$$

Praktiliselt ei ole protsessi iseloomustamine sarnasusarvudega Pe , Re ja Fr otstarbekohane, kuna nad kõik sisaldavad keskkonna kiirust. Seetõttu kasutatakse keskkonna kiirust sisaldava sarnasusarvuna Reynoldsi arvu, kuna ülejäänud arvudest kiirus sageli elimineeritakse. Selleks esitatakse soojuslevikut iseloomustav sarnasusarv Pe kujul

$$Pe = (wl/\nu) \cdot (\nu/\alpha) = Re \cdot Pr,$$

kus $Pr = \nu/\alpha$ – Prandtl'i arv.

Prandli arv iseloomustab seega samuti soojusülekanne mehhanismi, koosneb aga ainult keskkonna füüsikalistest parameetritest. Seetõttu kasutatakse Prandli arvu sageli kui keskkonna füüsikalisi omadusi iseloomustavat suurust. Gaasidele on Prandli arv peaaegu konstantne suurus ja on iseloomustatav järgmiste orienteeruvate väärtustega: üheaatomilised gaasid – $Pr \approx 0,67$, kaheaatomilised gaasid – $Pr \approx 0,73$, kolmeaatomilised gaasid – $Pr \approx 0,80$, nelja- ja enamaatomilised gaasid $Pr \approx 1$.

Reaalsetel gaasidel ja vedelikkudel võib Pr sõltuda tunduvalt ka temperatuurist ja rõhust.

Keskkonna liikumist raskusjõudude toimel iseloomustatava arvu Fr teisendamisel peetakse silmas, et vedeliku või gaasi liikumine raskusjõudude toimel toimub soojusülekanne protsessis soojenemise tulemusel, millega kaasneb keskkonna paisumine ja tiheduse vähenemine. Seetõttu määrab säärase keskkonna liikumise kindlaks seina pinna ja seinast eemal asuva vedeliku temperatuuride vahe Δt . Arvestades nimetatud asjaolu, asendatakse sarnasusarv Fr suurusega

$$(Re^2 / Fr)(\beta \Delta t) = (g l^3 \beta \Delta t) / v^2 = Gr \quad - \text{Grashofi arv,}$$

kus β – keskkonna ruumpaisumistegur $1/\text{deg}$.

Toodud sarnasusarvude abil võib soojusülekanne iseloomustada analoogiliselt valemiga $Nu = f(Pr, Re, Gr)$:

$$Nu = f(Pr, Re, Gr).$$

Katseandmete ümbertöötamine toimub tavaliselt nende kahe valemi baasil, kusjuures valitakse eelnevalt funktsionaalse sõltuvuse iseloom. Näiteks väga laialt on levinud katseandmete esitamine astmefunktsioonina.

$$Nu = C Pr^{n_1} Re^{n_2} Gr^{n_3}.$$

Konstant C ja astmenäitajad n_1, n_2, n_3 on sellisel juhul katseliselt määratavad suurused.

Paljudel juhtudel on võimalik ülesannet lihtsustada mõne sarnasusarvu väljajätmisega. Näiteks õhu liikumist keskkütte radiaatorites põhjustab ainult termiline paisumine, mistõttu ka voolamist iseloomustavatest sarnasusarvudest tuleb arvestada ainult Gr mõju soojusülekannele. On aga võimalikud ka juhud, kus valemit $Nu = f(Pr, Re, Gr)$ tuleb täiendada sarnasusarvudega, mis võtaksid arvesse näiteks agraatoleku muutust, mitme faasi samaaegset esinemist jne.

Näide: Koldeprotsess toimub gaaside keskmise temperatuuri juures 1200°C . Voolamist ja kiiruste välja koldes soovitakse uurida mõõdus 1:10 vähendatud veemudelil temperatuuril 20°C . Ligikaudse modelleerimise juures ei arvestata põlemisprotsesside ja raskusjõudude mõju voolamisele. Millises vahekorras tuleb muuta kiirusi mudelis, et protsessid oleksid sarnased?

Kuna voolamine on statsionaarne ja raskusjõudude toimet voolamisel (Gr) ei arvestata, siis modelleerimise tingimusteks on geomeetiline sarnasus ja tingimus $Re_{kolle} = Re_{mudel} = \text{idem}$ ehk

$$(w_k l_k) / v_k = (w_m l_m) / v_m.$$

Siit saame

$$w_m / w_k = l_k / l_m \cdot v_m / v_k.$$

Käsiraamatust leiame kinemaatiliste viskoossuste väärtused:

$$\text{Veele} \quad - v_m = 1,006 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, \quad \text{suitsugaasidele} \quad - v_k = 221,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

ja

$$w_m / w_k = 10 \cdot 1,006 / 221 \approx 1/22.$$

Seega tuleb mudelil valida 22 korda väiksemad kiirused.

12.4. Poolpiiranguga keha mittestatsionaarne soojusjuhtivus statsionaarsetel ääretingimustel

Poolpiiranguga keha on selline, mida ühest küljest piirab tasapind, teiste külgede suunas on mõõtmed aga piiramatud. Näiteks maapinna külmumisel või sulamisel levib soojus maakera raadiuse sihis, mis on oma mõõtmetelt lõpmata suurem külmunud maapinna kihi paksusest. Külmumine ja sulamine toimub maapinna väga suurel pindalal, mistõttu sooja hajumist keskkonda võib mitte arvestada. Samuti on märkimisväärse temperatuurivahega maapinna punktide vaheline kaugus lõpmata suur võrreldes külmunud maapinnakihi paksusega. Järelikult on maa pinnakiht „poolpiiranguga keha“. Teiseks näiteks võib olla ideaalse külginna soojusisolatsiooniga pikk varras, mida ühest otsast kuumutatakse.

Poolpiiranguga kehaks on ka ruumide ühelt poolt kuumutatavad seinad tulekahju korral seni, kuni seinte vastaskülje temperatuur tõusma ei ole hakanud. Seinte kuumenemist, mida ühelt poolt kuumutatakse, arvutatakse praktikas poolpiiranguga keha soojusjuhtivusvõrrandite järgi ja seda juhul, kui seina vastaskülje temperatuur juba tõuseb. Selle arvutuse piiranguks on järgmine tingimus:

$$\delta/(2\sqrt{\alpha_t \tau}) \geq 0,6, \quad (222)$$

kus δ – seina paksus, [m],

α_t – temperatuurijuhtivustegur, [m²/s],

τ – kuumutamise või jahutamise aeg, [s].

Poolpiiranguga keha mittestatsionaarse soojusjuhtivuse võrrandil on erinev kuju, olenevalt etteantud ääretingimustest, st keha pinna kuumutamise või jahutamise protsessi tingimustest. Kõige lihtsam kuju mittestatsionaarse soojusjuhtivuse võrrandil on ajaliselt konstantsetes tingimustes.

Esimese liigi ääretingimus: On antud poolpiiranguga keha algtemperatuuriga t_0 . Ootamatult tõusis pinnatemperatuur kuni t_w , jäädes sellel püsima kuni kuumutamisaaja lõpuni. Materjali temperatuurijuhtivustegur on teada.

Vaja on määrata temperatuur $t_{x,\tau}$ mistahes punktis x mistahes ajahetkel τ . Poolpiiranguga keha mittestatsionaarse soojusjuhtivuse võrrandil käesoleval juhul on selline:

$$t_{x,\tau} = t_w - (t_w - t_0) \operatorname{erf} [x/(2\sqrt{\alpha_t \tau})], \quad (223)$$

kus $\operatorname{erf} [x/(2\sqrt{\alpha_t \tau})]$ – Kramp'i matemaatiline funktsioon või Gaussi vigade integraal.

$\operatorname{erf} [x/(2\sqrt{\alpha_t \tau})]$ väärtus saadakse tabelist (vt lisas tabel 6) olenevalt argumendi $x/(2\sqrt{\alpha_t \tau}) = A$ arvulisest väärtusest (ta muutub piires 0-st kuni 1-ni); juhul $x/(2\sqrt{\alpha_t \tau}) > 2,7$ $\operatorname{erf} [x/(2\sqrt{\alpha_t \tau})] = 1$.

Tuletõrje praktikas võidakse keha pinnatemperatuur ette anda kuumutamise või jahutamise protsessi tehnoloogilise režiimiga või olla leitud kiirgus-ja konvektiivse soojusvahetuse võrranditega.

Näiteks seina läbivat soojusisolatsiooniga kaetud metallvarrast keevitatakse ühest otsast. Sellisel juhul toru keevitatava otsa temperatuur tõuseb praktiliselt momentaalselt metalli sulamistemperatuurini ja jääb sellel püsima keevitustöö lõpuni. Võrrandi (223) abil saame leida kui palju tõuseb temperatuur toru teises otsas teinepool seina ja hinnata tulekahju tekkimise võimalust kõrvalruumis. Selline ülesanne lahendatakse sellises järjekorras:

- 1) antakse ette temperatuur $t_{x,\tau}$ ja võrrandi (221) järgi leitakse keha keskmine temperatuur t_{skk} ;
- 2) võrrandi (219) järgi arvutatakse temperatuurijuhtivustegur α_t keskmisel temperatuuril t_{skk} ;
- 3) määratakse argument $A = x/(2\sqrt{\alpha_t \tau})$;
- 4) Tabelist (vt lisas tabel 6) leitakse olenevalt A arvulisest väärtusest Kramp'i funktsioon $\operatorname{erf} [x/(2\sqrt{\alpha_t \tau})]$;
- 5) võrrandi (223) järgi arvutatakse otsitav temperatuur $t_{x,\tau}$;
- 6) võttes saadud temperatuuri lähteandmeks ja teostatakse uus arvutuste käik vastavalt eeltoodud punktidele 1) ja 2). Kui nüüd leitud α_t suurus ei erine esmalähendusel saadud suuruselt üle 10%, siis loetakse esmalähenduse lahendus lõplikuks. Vastasel korral tuleb kogu arvutus käik korrata.

Praktikas on $t_{x,\tau}$ väärtus sageli teada, näiteks on ta võrdne selle põlevmaterjali isekuumenemise või isesüttimise temperatuuriga, mis asetseb poolpiiranguga kehast kaugusel x .

Nõutakse selle vahekauguse leidmist või selle aja määramist, mille jooksul temperatuur tõuseb $t_{x,\tau}$ -ni. Võrrandist (223) määratakse funktsioon $\operatorname{erf} [x/(2\sqrt{\alpha_t \tau})]$, tabelist (vt lisas tabel 6) leitakse argument $A = x/(2\sqrt{\alpha_t \tau})$ ja viimasest võrrandist leitakse kas x või τ väärtus. Temperatuurijuhtivustegur määratakse analoogselt eeltooduga.

Teise liigi ääretingimus. On antud poolpiiranguga keha algtemperatuuriga t_0 . Selle keha pinda kuumutatakse püsiva soojusvooga q_w . Teada on soojusjuhtivustegur λ ja temperatuurijuhtivustegur α_t . Nüüd tuleb meil määrata temperatuur $t_{x,\tau}$ punktis x ajahetkel τ . Sellise näite puhul on poolpiiranguga keha mittestatsionaarse soojusjuhtivuse võrrand selline:

$$t_{x,\tau} = t_0 + (2q_w/\lambda) (\sqrt{\alpha_t \tau}) [(1/\sqrt{\pi})^{-A^2} - A(1 - \operatorname{erf} A)], \quad (224)$$

kus $A = x / (2\sqrt{\alpha_t \tau})$,
 $e = 2,718$ – naturaallogaritmi alus.

Soojusvoog määratakse üldjuhul konvektiivse- ja kiirgussoojusvahetuse võrrandite järgi. Tehnoloogiliste ahjude ja katlaahjude küttekolletes ja arenenud tulekahju tingimustes leegi (tule) ja põlemissaaduste vahel üheltpoolt ja kuumutatavate (kuumenevate) pindade vahel teiselt poolt, on valitsevaks kiirgussoojusvahetus. Sellistel juhtudel võib konvektiivse soojusvahetusega mitte arvestada ning soojusvoog q_w leitakse kiirgussoojusvahetuse võrrandite abil. Sageli on soojusvoog ette antud soojustehniliste seadmete tehnoloogilise režiimiga.

Tuletõrje praktikas kasutatakse võrrandit (224) soojustehniliste seadmete seintes ja arenenud tulekahju tingimustes ruumides temperatuuriväljade arvutamisel. Siinjuures peab olema täidetud tingimus (222). Temperatuuri arvutamise etappide järjekord on samasugune, kui oli kirjeldatud esimest liiki ääretingimuse puhul. Kui on teada temperatuur $t_{x,\tau}$ ning on vaja määrata võrrandist (224) kas aeg τ või koordinaat x , siis lahendatakse ülesanne järjestikustel lähenemistel või graafiliselt. Sageli on küllaldane ainult määrata poolpiiranguga keha pinnatemperatuur, siis

$$t_{x,\tau} = t_{w,\tau} = x = 0; \quad \text{erf } A = 0 \quad \text{ja võrrand (224) omandab kuju:}$$

$$t_{w,\tau} = t_0 + (2q_w / \lambda \sqrt{\pi}) \sqrt{\alpha_t \tau}. \quad (225)$$

Võrrandit (225) kasutatakse (222)-s toodud tingimuste täitmisel tulekahju puhkemise võimaluse hindamisel tulekahju koldega piirnevates ehitistes ja rajatistes. Põleng nendes tulekoldega piirnevates kohtades on võimalik siis, kui soojusvoog q_w põlevmaterjalide parameetritel λ ja α_t aja τ vältel põhjustab objektide pinna temperatuuri $t_{x,\tau}$ tõusmise kõrgemale (või isegi ainult võrdsustub) põlevmaterjalide isesüttimistemperatuurist $t_{\text{isesütt}}$.

Seina pinnale langeva soojusvoog q_w arvutatakse kuumutatud (kuumutaja) pinna kiirgussoojusvoo q_{kiirg} ning konvektiivse- ja kiirgussoojusvahetusest põhjustatud keskkonda hajunud ning ümbritsevatele kehade soojendamisele kulunud (soojuskadu ümbruskonda) soojusvoo vahest q_{kadu} :

$$q_w = q_{\text{kiirg}} - q_{\text{kadu}}. \quad (226)$$

Kuumalt objektilt tulev kiirgussoojusvoog leitakse võrrandi (181) abil:

$$q_{1,2} = \varepsilon_t c_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] \psi_{2,1}.$$

Newtoni seaduse järgi aga soojusvoog, mille kaotab objekti tasapind:

$$q_{\text{kadu}} = \alpha_0 (t_{\text{isesütt}} - t_0), \quad (227)$$

kus α_0 – soojusülekanndetegur, mis leitakse võrrandiga

$$\alpha_0 = 11,63 e^{0,0023 t_{\text{isesütt}}} \quad (228)$$

või graafikult (joonis 48).

Isesüttimise temperatuur $t_{\text{isesütt}}$ on enamikel materjalidel teada. Paljudel materjalidel on teada ka kriitilise soojusvoo väärtus q_{krit} , mis põhjustab nende süttimise. Meie näitel $q_{\text{krit}} = q_{\text{kiirg}}$ ning võrrandi (226) järgi saame arvutada $q_w = q_{w,\text{krit}}$. Siis võrrandist (225) saame määrata kõrvaloleva objekti isesüttimise aja τ :

$$\tau = \pi \lambda^2 (t_{\text{isesütt}} - t_0)^2 / (4 \alpha_t q_{w,\text{krit}}^2). \quad (229)$$

Näide: Männipuidul: $\lambda = 0,15$ [W/m · °C]; $\alpha_t = 0,0004$ [m²/h]; $t_{\text{isesütt}} = 250$ [°C]; $q_{\text{krit}} = 12800$ [W/m²].

Olgu $t_0 = 20$ [°C]. Võrrandi (228) abil leiame $\alpha_0 = 20,8$ [W/m²], võrrandi (226) abil leiame $q_w = 8030$ [W/m²] ja võrrandi (229) abil leiame $\tau = 0,33$ [h] ehk $\tau = 20$ [min]. Praktikas on tõestust leidnud, et eelnimetatud soojusvoo tiheduse korral 10-20 minuti möödudes männipuit süttib.

Kui meil ei ole teada mingi materjali kohta q_{krit} , siis saame selle arvutada. Selleks kasutame võrrandit (225), millest $t_{\text{isesütt}}$, λ , α_t ja τ teada suuruste korral leiame q_w . Seejärel võrrandi (228) abil leitakse α_0 , võrrandi (227) abil - q_{kadu} ning võrrandi (226) abil leitakse $q_{\text{kiirg}} = q_{\text{krit}}$. Teades q_{krit} , saame kiirgussoojusvahetuse võrrandist määrata ohutu vahekauguse põleva ja mittepõleva objekti vahel Aeg τ oleneb tuletõrje komando(de) operatiiv-taktikalistest võimalustest.

Kolmanda liigi ääretingimus. On antud poolpiiranguga keha, mille soojusjuhtivustegur on λ ja temperatuuri-juhtivustegur α_t . Keha algtemperatuur on t_0 . Ootamatult tõuseb keskkonna temperatuur kuni t_f -ni ja jääb sellel püsima. Leida tuleb temperatuur $t_{x,\tau}$ ajamomendil τ kaugusel x kuumutatavast tasapinnast.

Võrrandi (218) lahend:

$$(t_{x,\tau} - t_0) / (t_f - t_0) = [1 - \operatorname{erf}(x/(2\sqrt{\alpha_t \tau}))] - e^{(\alpha/\lambda)^2 \alpha_t \tau} \times [1 - \operatorname{erf}(x/2\sqrt{\alpha_t \tau} + \alpha/\lambda\sqrt{\alpha_t \tau})]. \quad (230)$$

Võrrandit (230) võib lihtsustamise huvides lahendada graafiliselt (joonis 53). Ordinaatteljel võetakse ühikuta suurus: temperatuuride vahe $\theta = (t_{x,\tau} - t_0)/(t_f - t_0)$ ja abstsissiteljel – ühikuta kompleks $Bi_x \sqrt{Fo_x}$; graafiku kõverad vastavad $x/(2\sqrt{\alpha_t \tau}) = 1/(2\sqrt{Fo_x})$ arvulistele väärtustele, kus $Fo_x = \alpha_t \tau/x^2$ on Fourier'i sarnasusarv punktile koordinaadiga x ; $Bi_x = \alpha x/\lambda$ on Biot' sarnasusarv punktile koordinaadiga x .

Tingimuse (222) täitmisel saame võrrandi (230) või graafiku (joonis 53) abil leida kuumutusseadmete, tuletõkete ning teatrite tulekaitse ekraanide seintes mistahes punkti temperatuuri, samuti soojusisolatsiooniga kaetud varraste temperatuuri tema pikkuse ulatuse mistahes punktis ja muudel juhtudel, kui keskkonna temperatuuri saame võtta aja suhtes püsivana.

Ülesande lahendamise järjekord on selline:

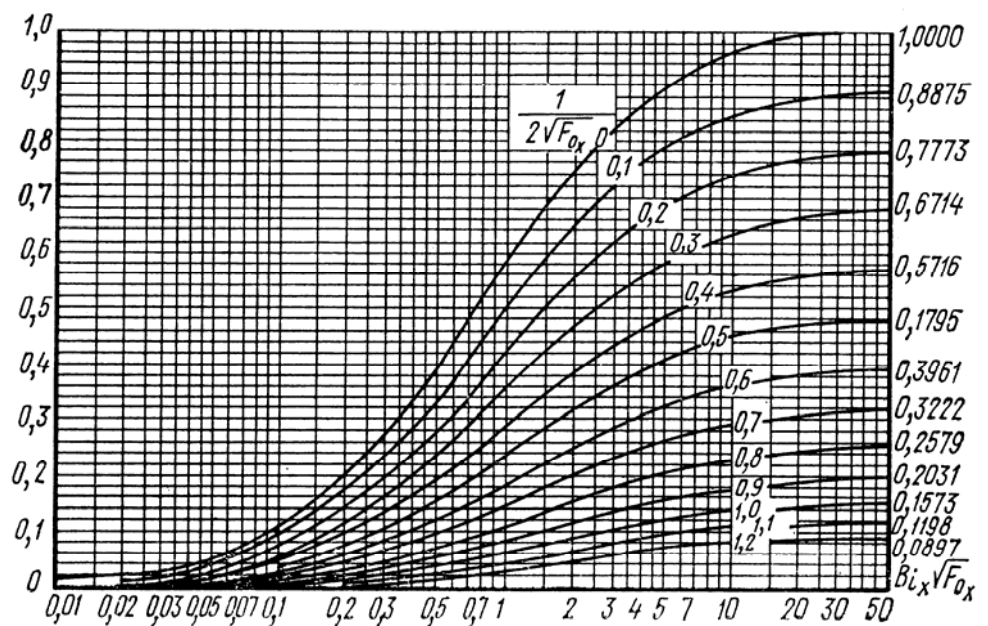
- 1) võrrandi (221a) abil määratakse temperatuur, mille järgi viiakse füüsikalistesse suurustesse sisse temperatuurist tulenevad parandused;
- 2) arvutatakse keskmise temperatuuri järgi füüsikalised parameetrid λ_t , c_t , α_t ;
- 3) leitakse $x/(2\sqrt{\alpha_t \tau}) = 1/(2\sqrt{Fo_x})$ ja kontrollitakse vastavust tingimusele (225);
- 4) võrrandi või graafiku järgi (joonis 48) abil leitakse soojusülekandeegur;
- 5) arvutatakse korrutis $Bi_x \sqrt{Fo_x}$;
- 6) graafikult (joonis 53) leitakse suhteline temperatuuride erinevus θ , selleks tõmmatakse punktist $Bi_x \sqrt{Fo_x}$ ristsirge lõikumiseni kõveraga $1/(2\sqrt{Fo_x})$ ja lõikumispunkt projekteeritakse teljele θ .
- 7) suhtelisest temperatuuride vahe avaldisest leitaksegi otsitav temperatuur $t_{x,\tau}$: $t_{x,\tau} = t_0 + (t_f - t_0)\theta$;
- 8) saadud tulemust $t_{x,\tau}$ võrreldakse tuleohutusnõuetes lubatuga.

Ülesannete lahendamist võrrandi (230) abil on otstarbekas alustada summa arvutamisest:

$$x / (2\sqrt{\alpha_t \tau}) + \alpha / \lambda \sqrt{\alpha_t \tau}.$$

Kui summa on võrdne või suurem kui 2,7, siis võrrandi (230) teine liidetav muutub nulliks ja võrrand lihtsustub.

$$(t_{x,\tau} - t_0) / (t_f - t_0) = 1 - \operatorname{erf}[x/(2\sqrt{\alpha_t \tau})]. \quad (230a)$$



Joonis 53. Poolpiiranguga keha suhtelise temperatuuride vahe θ muutus olenevalt sarnasusarvudest Bi_x , Fo_x .

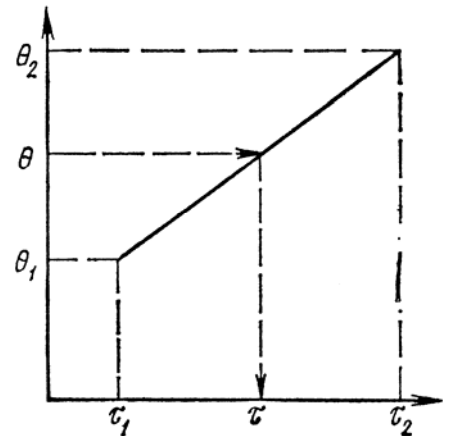
Koordinaadi x määramisel, kus aja τ jooksul temperatuur saavutab väärtuse $t_{x,\tau}$ on ülesande lahendamisel selline etappide järjekord:

- 1) sarnaselt eeltooduga on arvutused samasugused kui toodud pp 1-5, suurus x , mis on korrutises $Bi_x\sqrt{Fo_x}$, taandub;
- 2) arvutatakse suhteline temperatuuride vahe $\theta = (t_{x,\tau} - t_0) / (t_f - t_0)$;
- 3) graafikult (joonis 53) leitakse $1/(2\sqrt{Fo_x}) = A$ arv väärtus selliselt, et punktide θ ja $Bi_x\sqrt{Fo_x}$ tõmmatakse ristsirged telgedeni ning ristsirgete lõikumispunkt osutabki A arvulisele väärtusele, millest leitakse

$$x = 2A \sqrt{\alpha_t \tau}.$$

Aja τ leidmisel, mille vältel saavutatakse temperatuur $t_{x,\tau}$ on lahenduskaik kas järjestikulise lähendusmeetodiga või graafiliselt sellises järjekorras:

- teostatakse sarnaselt eelmisele näite punktides 1-4 toodud arvutused;
- arvutatakse $\theta = (t_{x,\tau} - t_0) / (t_f - t_0)$;
- antakse ette aja suurus τ_1 , arvutatakse $1/(2\sqrt{Fo_x})$ ja $Bi_x\sqrt{Fo_x}$ ning leitakse θ_1 . Juhul kui $\theta \neq \theta_1$, antakse ette uus aja suurus τ_2 ja arvutusi korratakse. Kui arvutustel osutub jällegi $\theta \neq \theta_2$, arvutatakse kolmandat korda jne. Arvutuste lihtsustamiseks võib neid siiski teha ainult kaks korda ning seejärel teha graafik (joonis 54). Abstsiss teljele kantakse mastaabis τ suurused ja ordinaatteljele θ suurused.



Joonis 54. Graafik aja τ leidmiseks, mille vältel punktis x tõuseb temperatuur väärtuseni θ poolpiiranguga keha juhul.

Leitakse τ_1 ja θ_1 ning τ_2 ja θ_2 lõikumispunktid, millised ühendatakse sirgjoonega. Ordinaatteljel võetakse p 2 toodud valemiga arvutatud θ väärtus, tõmmatakse ristsirge lõikumiseni θ_1 ja θ_2 ühendava joonega ning sealt alla tõmmatud ristsirge abstsisssteljeni (τ – telg) annabki meile otsitava aja τ tõelise väärtuse.

12.5. Tasapinnalise seina mittestatsionaarne soojusjuhtivus

Olgu antud tasapinnaline sein paksusega $\delta=2R$ (joonis 55) ning algtemperatuuriga t_0 . Teada on seina materjali füüsikalised suurused λ ja α_t ning soojusäraandetegur α . Ootamatult tõuseb keskkonna temperatuur mõlemal pool seina temperatuurini t_f ning jääb sellel püsima.

Meid huvitab temperatuuri jaotus seinas mingil ajahetkel τ . Üldiselt on suhteline temperatuuride erinevus $\theta = (t_{x,\tau} - t_0) / (t_f - t_0)$ olenev kolmest ühikuta suurusest – Biot’ ja Fourier’i sarnasusarvudest (kriteeriumidest) ja suhtelisest koordinaadist x/R :

$$\theta = f(Bi, Fo, x/R). \quad (231)$$

Selle olenevuse arvutuslik kuju on toodud erialakirjanduses näiteks [P. Romanenko, J. Košmarov, M. Baškirtsev “Termodünaamika ja soojusülekanne tuletõrje alal”. Moskva, 1977].

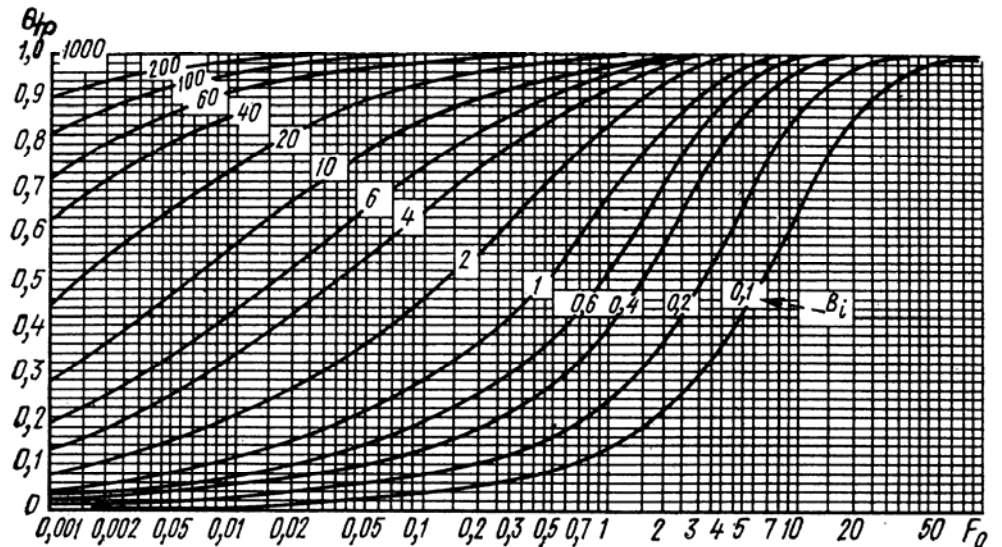
Sageli on piisav, kui määrata temperatuur seina pinnal ($x=R$) ja seina keskel ($x=0$). Sellisel juhul langeb olenevusest (231) välja üks liige x/R kui konstant ning võrrandile jääb selline kuju:

$$\theta = f(Bi, Fo). \quad (232)$$

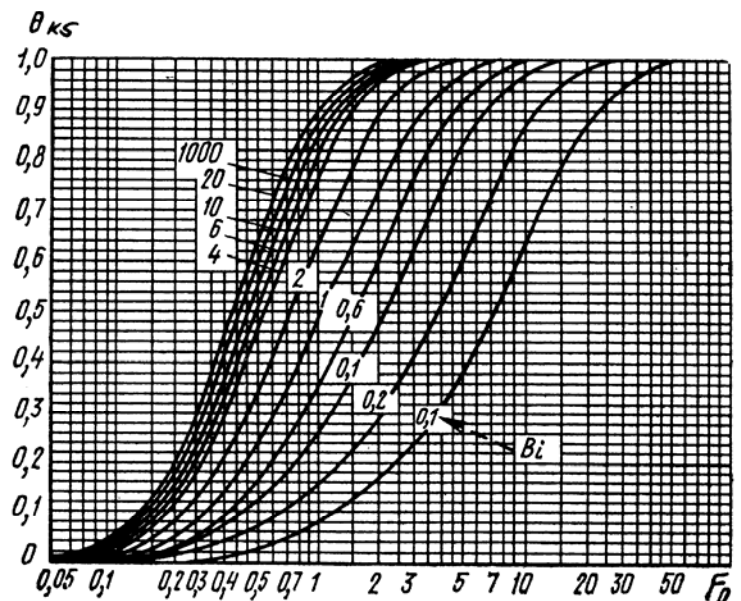
Olenevus (232) lahendub graafiliselt nii seina pinna temperatuuri θ_{tp} kui ka seina keskpunkti temperatuuri θ_{ks} suhtes (joonis 55a ja 55b vastavalt). Abstsissiteljele on kantud Fourier'i sarnasusarvu väärtused $Fo = \alpha \tau/R^2$, ordinaatteljele – suhteline temperatuuride erinevus Q_{tp} (seina pinna jaoks) ja Q_{ks} (seina keskosa jaoks). Graafiku kõverad vastavad Boit'sarnasusarvu väärtusele

$$Bi = \alpha R/\lambda.$$

a



b



Joonis 55. Suhtelise temperatuuride vahe θ olenevus Bi ja Fo sarnasusarvudest (kriteeriumidest) sümmeetriliselt kuumutatavas tasapinnalises seinas. a – seina pinnal θ_{tp} ; b – seina keskel θ_{ks}

Seina kahepoolset kuumutamist esineb tuletõrjeharjades järgmistel juhtudel: puit kaksik T-talade, U-talade (karptala), terasvõrestiku nurkade, bimetal plaatide, tulekahju soojusandurite jm pindade kuumutamisel. Graafikud on kehtivad ka seina ühepoolisel kuumutamisel, ainult tingimusel, et seina teisel pool olev pind on hästi isoleeritud. Näiteks võib korteritevahelise seina üks pool olla kaetud seinavaibaga, kogu ulatuses tihedalt vastu seina oleva sektsioonmööbliga vms. Sellisel juhul on sarnasusarvudesse Bi ja Fo vaja panna poole seina paksuse R asemel seina kogupaksus δ . Seina keskosa kohta käiv graafik kujutab nüüd soojusisoleerimisega kaetud seina pinda.

Graafikud joonisel 55 võimaldavad lahendada kolme tüüpi ülesannet:

- määrata kuumutatava seina pinna keskosa ja isoleeritud teise poole pinna temperatuuri;
- määrata eelnimetatud kohtades etteantud temperatuuri saavutamiseks kuluvat aega;
- määrata etteantud temperatuuri ja aja puhul τ seina paksust.

Temperatuuri $t_{x,\tau}$ arvutamine toimub sellises järjekorras:

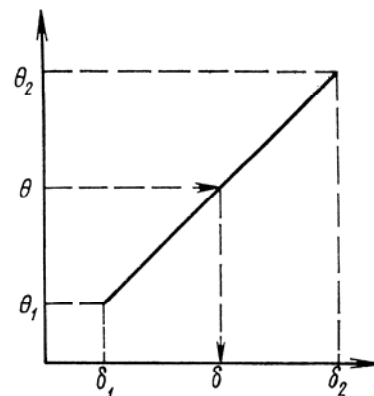
- 1) võrrandi (221a) abil leitakse keskmine temperatuur;
- 2) arvutatakse keskmisel temperatuuril füüsikalised suurused λ_t ja α_t ;
- 3) võrrandi või graafiku (vt. joonis 48) järgi leitakse soojusäraandegur;
- 4) määratakse sarnasusarvud Bi ja Fo ;
- 5) Graafikutelt (joonis 55) leitakse Bi sarnasusarvu kõvera ja Fo teljelt tõmmatud ristsirge lõikumispunkt, mis projekteeritakse ordinaatteljele. Sellisel viisil saame kätte θ väärtuse;
- 6) suhtelisest temperatuuride vahe võrrandist leiame otsitava $t_{x,\tau}$ väärtuse $\theta = (t_{x,\tau} - t_0) / (t_f - t_0)$.

Aja τ leidmisel teiste suuruste väärtuste olemasolul on ülesande lahendamisel selline järjekord:

- 1) teostatakse samasugused arvutused kui eelmise näite punktide 1-3 puhul;
- 2) arvutatakse sarnasusarvu Bi väärtus;
- 3) määratakse suhteline temperatuuride erinevus θ ;
- 4) graafikult (joonis 55) leitakse sarnasusarvu Bi kõvera ja ordinaattelje punktist θ tõmmatud ristsirge lõikumispunkt, mis projekteerudes abstsissiteljele ja annab meile sarnasusarvu Fo väärtuse;
- 5) sarnasusarvu võrrandist leitaksegi otsitava aja väärtus $\tau = FoR^2 / \alpha_t$.

Seina paksuse määramise ülesannete lahendamine toimub, kinni pidades tingimusest, et aja τ jooksul ei tõuse soojusisolatsiooniga kaetud pinna temperatuur $t_{x,\tau}$ üle etteantud (lubatud) väärtus, sellises järjekorras:

- 1) jällegi teostatakse samasugused arvutused nagu eelnevate näidete punktide 1-3 puhul;
- 2) arvutatakse θ väärtus;
- 3) antakse ette kaks orienteeruvat seinapaksuse δ suurust ja arvutatakse nende alusel Bi ja Fo väärtused;
- 4) $t_{x,\tau}$ määramisjärjekorra punktis 5 (vt eespool) toodud viisil leitakse θ_1 ja θ_2 väärtused;
- 5) joonestatakse graafik (joonis 56) $\theta = f(\delta)$ ning joonisel nooltega osutatud viisil leitakse δ .



Joonis 56. Seinapaksuse δ , mille puhul aja τ jooksul temperatuur θ ei ületa etteantud suurust, määramise graafik.

12.6. Täissilindri mittestatsionaarne soojusjuhtivus

Kolmanda liigi ääretingimus

Vaatleme täissilindrit (varras, sammas) raadiusega R ja algtemperatuuriga t_0 . Äkki tõuseb keskkonna temperatuur kuni t_f -ni jäädes sellel püsima. Teada on silindri materjali füüsikaliste suuruste väärtused λ , α_t ja soojusäraandegur α . Meil on vaja arvutada temperatuur silindri pinnal ja teljel $t_{x,\tau}$ teatud ajahetkel τ .

Nii nagu tasapinnalise seinapuhul joonestatakse võrrandi (232) sõltuvuse graafikud (joonis 57).

Graafikute abstsissiteljele kantakse sarnasusarvu $Fo = \alpha \tau / R^2$ väärtused, kõverad vastavad sarnasusarvu $Bi = \alpha R / \lambda$ väärtusele. Graafiku ordinaatteljele (joonis 57a) kantakse silindri pinna suhtelise temperatuuride erinevus

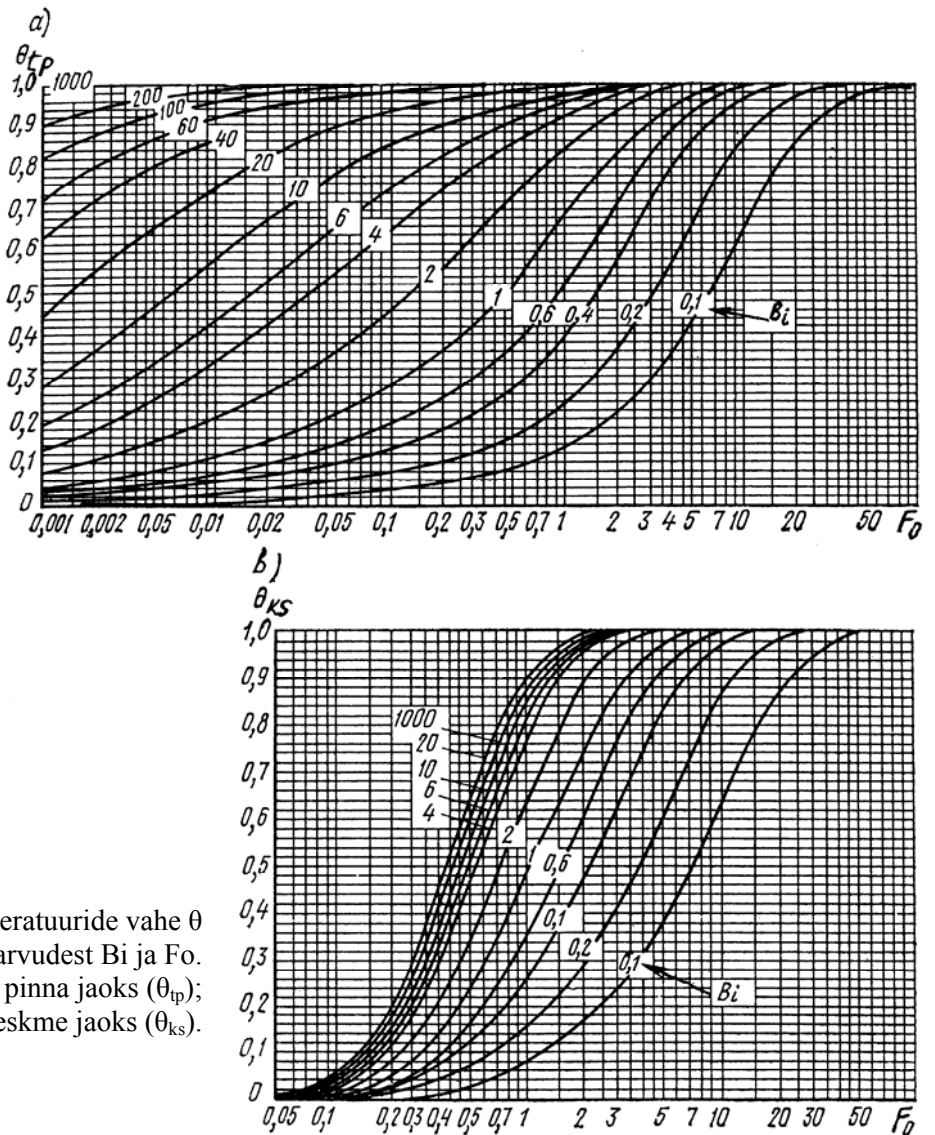
$$\theta_{tp} = (t_{tp,\tau} - t_0) / (t_f - t_0) \text{ ja}$$

graafiku (joonis 57b) ordinaatteljele suhtelise temperatuuride vahe silindri teljel

$$\theta_{ks} = (t_{ks,\tau} - t_0) / (t_f - t_0),$$

kus $t_{tp,\tau}$ ja $t_{ks,\tau}$ – vastavalt temperatuurid silindri pinnal ja silindri teljel.

Nende graafikute (joonis 57) abil määratakse temperatuur nii silindri pinnal kui ka keskmel (teljel) ja aeg selle saavutamiseks. Ülesannete lahendamise etappide järjekord on sarnane eeltooduga, tasapinnalise seina mittestatsionaarse soojusjuhtivuse puhul. Saadud seina ja telje temperatuuride ning samuti gaaside temperatuuri alusel saab graafikule joonestada mastaapse kõvera, mis väljendab temperatuuri jaotust täissilindri diameetri ulatuses (joonis 52). Joonisel 57 toodud graafikute abil saame määrata näiteks armatuuri kaitsva isolatsioonikihi paksust raudbetoonsammastes. Ta võrdub sellise kihi paksusega, mis ulatub samba (silindri) pinnalt kuni armatuuri temperatuurikõvera ja armatuuri kriitilise temperatuurikõvera lõikumispunkti.



Joonis 57. Suhtelise temperatuuride vahe θ olenevus sarnasusarvudest Bi ja F_0 .
 a – silindri pinna jaoks (θ_{tp});
 b – silindri keskme jaoks (θ_{ks}).

Kriitiline temperatuur on armatuurile lubatud temperatuuri piirnorm. Täpsemate silindri diameetri ulatuses määratava temperatuuri $t_{r,\tau}$ graafikute joonestamisel võib kasutada valem

$$(t_{r,\tau} - t_{0\tau}) / (t_{w,\tau} - t_{0\tau}) = (r/R)^{Bi} (t_f - t_{w,\tau}) / (t_{w,\tau} - t_{0\tau}). \quad (233)$$

See võimaldab määrata temperatuuri silindri raadiuse (r) mistahes punktis.

12.7. Ruumitulekahju temperatuurirežiim

Selle all on mõeldud põlemissaaduste temperatuuri muutust ajas ja ruumis (ruumi koordinaatides). Nii praktika kui ka vastavad katsed on näidanud, et temperatuurirežiim ruumitulekahjul on põlevmaterjalide omadustest ja kogusest, soojus- ja gaasivahetusest.

Ruumitulekahjul eralduvat soojushulka määratakse järgneva valemiga:

$$Q_{\text{uld}} = \eta Q_{\text{al}}^p M f, \quad (234)$$

kus η – mittetäieliku põlemise tegur,
 Q_{al}^p – materjalide alumine põlemissoojus, [kJ/kg],
 M – massipõlemiskiirus, [kg/(m² · h)],
 f – põlemisala pindala, [m²].

Põlemisel eralduv soojushulk jaotub ruumis olevate gaaside kuumutamisele Q_g , konstruktsiooni elementide ja seadmete kuumutamisele Q_w , mis kuumenevad nii kiirgus- kui ka konvektiivse soojusvahetuse mõjul (Q_{kiirg} ja Q_{konv} , vastavalt):

$$Q_w = Q_{konv} + Q_{kiirg} = \alpha_{konv} F (T_f - T_w) + \delta_0 \varepsilon_t F (T_f^4 - T_w^4), \quad (235)$$

kus α_{konv} – konvektsiooni soojusärrandetegur, [W/(m² · °C)],
 F – soojusvahetuspind, [m²],
 T_f – ruumi gaaside temperatuur, [K],
 T_w – piirnevate tasapindade temperatuur, [K],
 δ_0 – absoluutselt musta keha kiirguskonstant, [kJ/(m² · h · K⁴)],
 ε_t – leegi ning suitsugaaside (ühelt poolt) ja piirnevate tasapindade (teiselt poolt) taandatud mustvärvusaste.

Gaaside kuumutamisele kuluv soojushulk oleneb:

- põlevmaterjalide kulust ($B = Mf$);
- kuumutatavate gaaside kogusest (V_g);
- mahterisoojusest (C_v);
- gaaside algtemperatuurist (T_0) ja gaaside keskmisest mahulisest temperatuurist (T_f):

$$Q_g = \eta Mf V_g C_v (T_f - T_0). \quad (236)$$

Kasutades võrrandeid (234) ja (236) saame kirjutada soojusärrande ja soojuskao bilansivõrrandi:

$$Q_{\text{üld}} = Q_g + Q_{konv} + Q_{kiirg} \quad (237)$$

või

$$\eta Mf Q_{al}^p = \eta Mf V_g C_v (T_f - T_0) + \alpha_{konv} F (T_f - T_w) + \delta_0 \varepsilon_t F (T_f^4 - T_w^4). \quad (237a)$$

Võrrand (237a) on lahendatav järjestikulisel lähendusmeetodil otsitava suuruse – gaaside temperatuuri T_f suhtes. Sealjuures peavad kõik teised võrrandis olevad suurused olema sõltumatul viisil määratud mistahes ajahetkel.

Kindlaks on tehtud, et tulekahju tingimustes võib mõningaid lähtesuursi esitada funktsioonina keskkonna temperatuurist:

$$t_w = f(t_f); \quad \alpha_{konv} = f(t_f);$$

$$c_v = f(t_f); \quad \varepsilon_t = f(t_f).$$

Gaaside maht V_g , mis kuumeneb 1 kg põlevmaterjali toimel on õhu ülehulga α_m funktsioon. Gaaside keskmist mahulist temperatuuri tulekahju tingimustes võib esitada funktsioonina kolmest suurusist:

$$t_f = f(q, \alpha_m, \tau), \quad (238)$$

kus q – soojusvoog või soojusärrandevoog, [W/m²].

$$q = \eta M f Q_{al}^p / F, \quad (238a)$$

kus α_m – liigõhutegur, mis näitab 1 kg materjali põlemiseks kulunud õhuhulga ja teoreetiliselt, keemilise võrrandi järgi arvatud õhuhulga suhet ($\alpha_m > 1$),

τ – aeg, [h],

$$\alpha_m = V / (V_0 Mf), \quad (238b)$$

kus V – ühes ajaühikus kuumenevate normaaltingimustele taandatud gaaside summaarne kogus (määratakse gaasivahetuse võrrandite alusel),

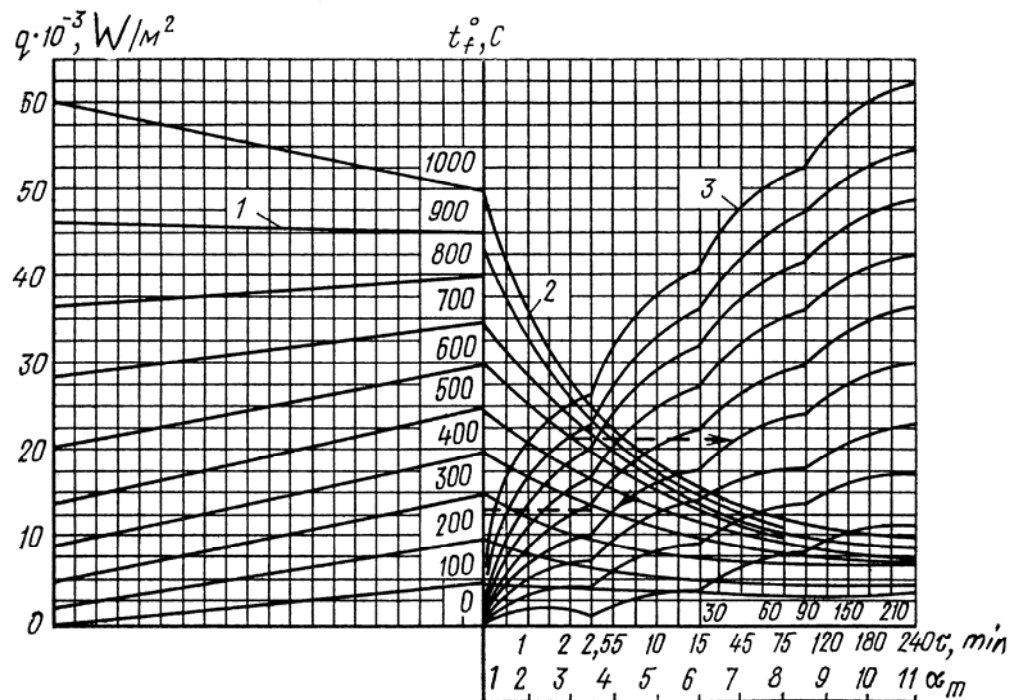
V_0 – 1 kg põlevaine täielikuks põlemiseks vajaliku õhu kogus, m³/kg.

Tulekahju algstaadiumis toimub põlemine ruumis oleva õhu arvel, st gaasivahetust võime mitte arvestada. Sellisel juhul on liigõhutegur määratav järgmise valemiga:

$$\alpha_m = V_{\text{ruum}} / (V_0 M f \tau), \quad (238c)$$

kus V_{ruum} – ruumi maht (kubatuur), [m³].

Tulekindlate ehituskonstruksioonide ja suitsueemaldussüsteemide arvutustel areneva tulekahju tingimustes võib võtta $\alpha_m=1$. Sellise arvutuse puhul on gaaside temperatuur tulekahjul palju kõrgem. Võrrandi (238) olenevust illustreerivad nomogramm id joonisel 58.



Joonis 58. Nomogramm keskmise mahulise temperatuuri määramiseks ruumitulekahju tingimustes.

$$1 - t_f = f(q); \quad 2 - t_f = f(\alpha_m); \quad 3 - t_f = f(\tau).$$

Vasakul vertikaalteljel on suurused $q \cdot 10^{-3}$ [W/m²], keskmisel vertikaalteljel on keskmine mahuline temperatuur [°C], horisontaalteljel liigõhutegur α_m ja aeg τ .

Nomogrammil on kolme tüüpi jooned. *Sirgjooned 1* (tüüp 1) näitavad keskmise mahulise temperatuuri olenevust soojusvoost $\alpha_m=1$ puhul. Suurust $t_f=f(q)$ määratakse järgmiselt: võrrandi (238a) järgi arvutatakse q väärtus. Nomogrammi vasakul vertikaalteljel leitakse arvutatud q väärtusele vastav punkt. See punkt kantakse 1 tüüpi sirge (või temaga paralleelse sirge) vahendusel temperatuuri teljele, kus võetakse otsitav suurus.

Näide: Kui $q=60000$ W/m², siis $t_f=1000$ °C; kui $q=37000$ W/m², siis $t_f=800$ °C; kui $q=15000$ W/m², siis $t_f=500$ °C jne.

q väikeste väärtuste puhul on nomogrammi kasutamine raskendatud. Sellisel juhul gaaside keskmise mahulise temperatuuri leidmiseks $\alpha_m=1$ korral kasutatakse sellist valemit:

$$t_f = 4,2 \sqrt{q}. \quad (239)$$

Nomogrammi kõver 2 (2. tüüp) näitab temperatuuri alanemist liigõhuteguri suurenemisel. Suurust $t_f=f(\alpha_m)$ määratakse selliselt: võrrandi (238b,c) järgi arvutatakse liigõhutegur α_m . Punktist, mis vastab temperatuurile $t_f=f(q)$ $\alpha_m=1$ korral, laskutakse mööda kõverat 2 või temaga epidistantselt kuni arvutatud α_m -le vastavast punktist (α_m -teljel) tõmmatud ristsirgeni. Lõikumispunkt projekteeritakse t_f teljele, kus saadakse temperatuuri väärtus.

Näide: Kui $\alpha_m=1$ puhul on $t_f=1000$ °C, siis $\alpha_m=2$ puhul on $t_f=700$ °C; $\alpha_m=4$ puhul on $t_f=450$ °C; $\alpha_m=10$ puhul on $t_f=200$ °C jne.

Nomogrammi jooned 1 ja 2 (joonis 58) võimaldavad määrata temperatuuri mistahes materjalide põlemisel mistahes ajahetkel, kui on teada q ja α_m .

Nomogrammi kõver 3 (3. tüüp) näitab temperatuuri muutust vedelike põlemisel. Sellisel juhul joonte 1 ja 2 järgi leitud t_f projekteeritakse ajateljel 30 min kohalt tõmmatud ristsirgele. Seejärel laskutakse mööda kõverat 3 alla (kui soovitakse määrata temperatuuri ajahetkel alla 30 min) või liigutakse mööda kõverat 3 üles (kui soovitakse määrata temperatuuri 30 minutist hiljem) kuni soovitud ajahetkel punktist tõmmatud ristsirgeni. Lõikumispunkt projekteeritakse temperatuuri teljele, millest saadaksegi lõplik vastus

$$t_f = f(q, \alpha_m, \tau).$$

Nomogrammil on nooltega näidatud ülesande lahendus, kui $q=20000 \text{ W/m}^2$, $\alpha_m=3$ ja $\tau=5$ min.

Vastus: $t_f \approx 270^\circ\text{C}$. 3. kõvera murdekohad ajahetkedel 2, 5, 15 ja 90 min on tingitud aja mastaabi muutustest.

Tahkete ainete põlemisel tulekahju pindala ajas muutub. Üldjuhul oleneb tulekahju geomeetiline kuju tulekahju tekkekohast, lähemalt vaadeldakse seda tuletõrje taktika alases kirjanduses. Kõige iseloomulikumaks võib pidada tulekahju arengul ringi kuju. Tulekahju pindala määratakse valemiga:

$$f = \pi V_{lj}^2 \tau^2, \quad (240)$$

kus V_{lj} – leegi levimise joonkiirus, [m/min],

τ – tulekahju arengu aeg, [min].

Valemi (240) järgi leitud tulekahju pindala pannakse võrrandisse (238a) ja nomogrammi joonte 1 ja 2 järgi leitakse gaaside mahuline temperatuur mingil ajahetkel τ .

Tulekahju arenemise maksimaalne aeg τ_{tkar} , mis oleneb ruumi põranda pindalast f_{ruum} ja leegi levimise joonkiirusest V_{lj} on määratav võrrandist (240):

$$\tau_{tkar} = \sqrt{f_{ruum} / (\pi V_{lj}^2)}. \quad (240a)$$

Kui tulekahju on laienenud kogu võimalikule ruumi pinnale, siis on selle staadiumi ajaline kestus τ_m arvutatav nii:

$$\tau_m = g/M, \quad (241)$$

kus g – põlenguerikoormus, [kg/m²].

Selle tulekahju staadiumi temperatuuri muutust ajas saab ligikaudu määrata nomogrammi (joonis 58) 3. kõvera abil. Põlemise mittetäiuslikkuse teguri η ligilähedaseks väärtuseks ruumitulekahjudel võetakse $\eta=0,95$. Suurus F kujutab endast ruumi põranda, lae ja seinte kogupindala. Massipõlemiskiirus M , alumine põlemissoojus Q_{al}^p ja 1 kg kütuse täielikuks põlemiseks vajaliku õhu kogus V_0 on toodud tabelis 9. On kindlaks tehtud, et temperatuur ruumitulekahjul muutub koordinaatides: suureneb ruumi kõrguse suunas ja väheneb tuleallikast (põlemiskohast) eemaldudes.

Katseandmete alusel on gaaside temperatuuri mistahes punktis (x,y,z-koordinaadistikus) võimalik ligilähedaselt määrata järgmise võrrandi abil:

$$T_{f,\tau,x,y} / T_{fr} = (0,8 + 0,2y/y_0) [1,33 - x/(x_0+2x)], \quad (242)$$

kus $T_{f,\tau,x,y}$ – gaaside temperatuur ajahetkel τ punktis koordinaatidega x ja y , [K],

T_{fr} – nomogrammi abil määratud (joonis 58) gaaside keskmine mahuline temperatuur, [K],

y – vabalt võetud vahemik põrandast kõrguse suunas, [m],

x – vabalt võetud vahemik horisontaalsihis põlengukoldest, [m],

y_0 – ruumi poolkõrgus, [m],

x_0 – pool vahekaugusest põlemiskolde ja võimalikust põlemissaaduste ruumist väljumise kohast, [m].

Näide: Põlemiskolde kohal lae all $y=2y_0$, $x=0$ puhul saame võrrandi (242) järgi

$$T_{f,\tau,x,y} = 1,2 \cdot 1,33 T_{fr} = 1,6 T_{fr} \text{ [K]}.$$

Teisisõnu on selles punktis temperatuur 1,6 korda kõrgem keskmisest mahulisest temperatuurist. Põlemiskohast kaugemal olevas põranda punktis $y=0$, $x=2x_0$ saame võrrandi (242) järgi

$$T_{f,\tau,x,y} = 0,744 T_{fr}.$$

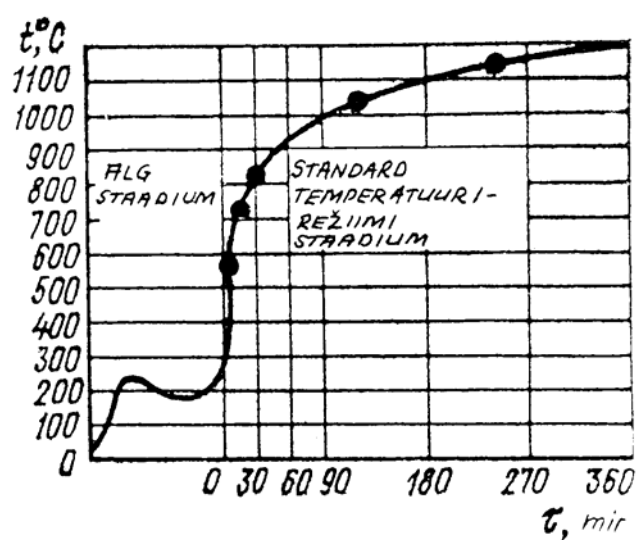
Teisisõnu on selles põrandapunktis temperatuur 0,744 korda madalam keskmisest mahulisest temperatuurist.

Tabel 9. Põlevainete-ja materjalide massipõlemiskiiruse M , alumise põlemissoojuse Q_{al}^p ja 1 kg põlevmaterjali või -aine täielikuks põlemiseks vajaliku õhu kogus V_0 .

| Jrk nr | Põlevmaterjal või -aine | M , [(kg/m ² ·h)] | Q_{al}^p , [kJ/kg] | V_0 , [m ³ /kg] |
|--------|-------------------------|--------------------------------|----------------------|------------------------------|
| 1. | Atsetoon | 156 | 28 800 | 7,26 |
| 2. | Bensiin | 160-200 | 41 870 | 11,6 |
| 3. | Dietüüleeter | 216 | 33 500 | 8,64 |
| 4. | Puit (prussid,mööbel) | 54 | 13 800 | 4,2 |
| 5. | Diiselmootor | 150 | 41 870 | 11,2 |
| 6. | Karbolitesemed | 22 | 26 900 | 6,8 |
| 7. | Naturaalkautšuk | 48 | 42 000 | 10 |
| 8. | Kautšuk CK-C | 32 | 40 000 | 10,16 |
| 9. | Petrooleum | 160 | 41 870 | 11,36 |
| 10. | Tseluloidist kinofilm | 4200 | 16 700 | 4,5 |
| 11. | Raamatud puitriiulitel | 20 | 13 400 | 4,2 |
| 12. | Masuut | 126 | 38 700 | 10,44 |
| 13. | Metalliline naatrium | 42-63 | 10 900 | 1,15 |
| 14. | Nafta | 85 | 41 870 | 10,8 |
| 15. | Orgaaniline klaas | 58 | 25 000 | 6,6 |
| 16. | Polüstürool | 52 | 39 000 | 10 |
| 17. | Kumm | 40 | 33 500 | 9,97 |
| 18. | Tekstoliit | 24 | 20 900 | 5,5 |
| 19. | Kohev puuvill | 15 | 15 700 | 3,75 |
| 20. | Kohev staapelkiud | 24 | 13 800 | 4,2 |
| 21. | Etüülalkohol | 96-120 | 27 200 | 6,69 |

Elu-ja ühiskondlikes hoonetes põlevad tulekahjudes ühed ja samad materjalid, peaaegu ühesugune on nende kogus põrandapinna ühikule, küllalt lähedased on ka soojus-ja gaasivahetuse tingimused. Seetõttu on sellistes hoonetes temperatuurirežiim peaaegu ühesugune ja kujutab endast kõverat (joonis 59).

Joonis 59. Elu- ja ühiskondlikes hoonetes tekkinud tulekahju temperatuurirežiim (algstaadiumi ja standardrežiimi mastaabid on erinevad).



Alguses tõuseb temperatuur kiiresti kuni 250°C-ni, seejärel tingituna põlemiseks vajaliku õhu puudusest gaaside temperatuur mõnevõrra alaneb ja tõuseb väga kiiresti peale akende purunemist. Akende purunemine toimub umbes 30-40 min jooksul. Temperatuurikõvera see osa, mis langeb kokku akende purunemisega võetakse aluseks ehitusmaterjalide tulepüsivuse katsetel. Seda nimetatakse standard temperatuurirežiimiks. Järgnevalt on toodud üks näide standardist (ei ole EV Standard):

| | | | | | | | | | | |
|-----------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|------|------|------|
| T, [min] | 5 | 10 | 15 | 30 | 60 | 90 | 120 | 180 | 240 | 360 |
| t _f , [°C] | 556 | 659 | 718 | 821 | 925 | 986 | 1029 | 1090 | 1133 | 1193 |

See standard lubab kõrvalekaldeid piires $\pm 10\%$. Peale selle ei tohi temperatuurirežiimi graafikul katsetustel saadud temperatuurikõvera ja abstsissitelje vaheline pindala erineda enam kui $\pm 5\%$ sellest pindalast, mis jääb abstsissitelje ja eeltoodud andmete alusel joonestatud temperatuurirežiimi kõvera vahele.

Standard temperatuurirežiimi saame väljendada ka võrrandiga:

$$t_f = 345 \lg(8\tau + 1) + t_0. \quad (243)$$

12.8. Poolpiiranguga keha mittestatsionaarne soojusjuhtivus standard temperatuurirežiimil

Standard temperatuurirežiimil ja kinni pidades (222) toodud tingimustest saadi [A. Jakovlev, Moskva Tuletõrje TUI] järgmine poolpiiranguga keha mittestatsionaarse soojusjuhtivuse võrrand:

$$t_{x,\tau} = 1220 - (1220 - t_0) \operatorname{erf} [0,62 + x/\sqrt{\alpha_t}] / (2\sqrt{\tau}), \quad (244)$$

kus $t_{x,\tau}$ – temperatuur x kaugusel kuumutatavast pinnast ajahetkel τ ,
 $\operatorname{erf} [0,62 + x/\sqrt{\alpha_t}] / (2\sqrt{\tau}) = A$ – Kramp'i funktsioon.

α_t arvutustel on soovitatav võtta määravaks temperatuuriks 450°C .

Tuletõrje praktikas kasutatakse võrrandit (244) temperatuuri $t_{x,\tau}$ määramiseks vahekaugusel x või ajahetkel τ . Suurus $t_{x,\tau}$ määramisel toimub ülesande lahendamine sellises järjekorras:

- 1) temperatuuri 450°C järgi arvutatakse füüsikalised suurused λ_t ja α_t ;
- 2) määratakse $[0,62 + x/\sqrt{\alpha_t}] / (2\sqrt{\tau}) = A$;
- 3) kontrollitakse (222) toodud tingimuse täitmist;
- 4) lisas toodud tabelist 6 leitakse $\operatorname{erf} A$;
- 5) valemi (244) järgi arvutatakse $t_{x,\tau}$ ja võrreldakse seda tuleohutuse seisukohast lubatuga.

Teadu suuruste x ja $t_{x,\tau}$ puhul aja määramise ülesanne lahendatakse selles järjekorras:

- 1) võrrandist (244) arvutatakse Kramp'i funktsioon $\operatorname{erf} A = (1220 - t_{x,\tau}) / (1220 - t_0)$;
- 2) lisa tabelist 6 leitakse Kramp'i funktsiooni argument A ;
- 3) avaldisest $A = [0,62 + x/\sqrt{\alpha_t}] / (2\sqrt{\tau})$ leitaksegi aeg $\tau = [0,3844 + (x/\sqrt{\alpha_t}) (1,24 + x/\sqrt{\alpha_t})] / (4A^2)$.

Teadu olevate suuruste $t_{x,\tau}$ ja τ puhul lähtutakse koordinaadi x leidmisel eelmise ülesande punktidest 1 ja 2 ning argument A võrrandist arvutatakse x väärtus.

12.9. Tasapinnalise seina mittestatsionaarne soojusjuhtivus suvalisel temperatuurirežiimil

Ruumitulekahjude (tehnoloogiliste-, soojus- ja teiste sarnaste seadmetega ruumid) temperatuurirežiim on mittestatsionaarne ja mittestandardne. Ta muutub suvaliselt, mistõttu pole ajaliselt püsiv (konstantne) ka soojusäraandetegur. Peale selle muutub ajaliselt ka tulekahju vastasseina pinna temperatuur. Siinjuures ei saa (222) toodud tingimust täita, seega on meil tegemist kolmanda liigi mittestatsionaarsete ja ebasümmeetriliste ääritingimustega, mille puhul mittestatsionaarse soojusjuhtivuse võrrandil (218) analüütiline lahendus puudub. Nimetatud tingimuste korral lahendatakse mittestatsionaarse soojusjuhtivuse võrrand reeglina lõplike diferentside vahede arvulisel või graafilisel meetodil.

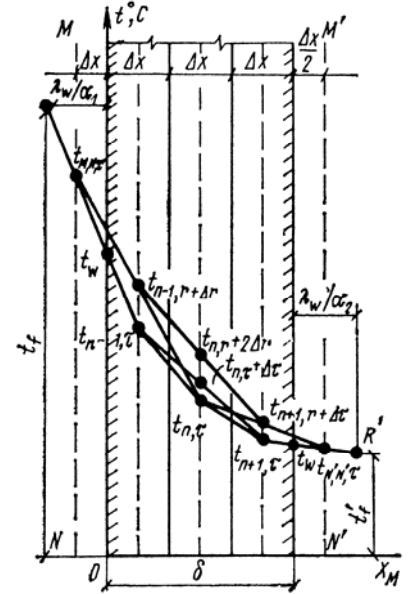
Lõplike diferentside meetod kujutab endast Fourier'i soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrandi lahendust lähenduse meetodil. Sisuliselt tähendab see võrrandis (218) lõpmata väikeste temperatuurimuutuste ∂t , ajamuutuste $\partial \tau$ ja vahemike muutuste ∂x asendamist lõplike, ent küllalt väikeste temperatuuri Δt , aja $\Delta \tau$ ja vahemikemuutustega Δx . Võrrand (218) on lõplike erinevuste juhul järgmine:

$$\Delta t / (\Delta \tau) = \alpha \Delta t^2 / (\Delta x^2). \quad (245)$$

Soojusjuhtivuse diferentsiaalvõrrandi asendamine soojusjuhtivuse lõplike erinevuste võrrandiga tähendab seda, et keha paksuse lõikes temperatuuri jaotust illustreeriv sujuv kõverjoon asendub murrukohtadega

murrujoonega keha paksuse lõikudes Δx , samuti asendub pidev temperatuuri tõus kehas hüppeliste muutustega ajavahemikel Δt .

Võtame vaatluse alla seina paksusega δ (joonis 60).



Joonis 60. Mittestatsionaarse soojusjuhtivuse võrrandi lahenduse skeem lõplike diferentside (vahede) meetodil.

Jaotame seina võrdse paksusega Δx kihtideks. Tõmbame kihtidele sümmeetria joone (punktirjoon) ning tähistame kihid $n-1$, n , $n+1$. Teatud ajamomendil kujutab murdjoon $t_f - t'_f$ temperatuuri jaotust seinas ja seinalähedases keskkonnakihis. Kihtide sümmeetrialtelgedel on aja τ möödudes temperatuurid $t_{(n-1), \tau}$, $t_{n, \tau}$, $t_{(n+1), \tau}$. Leiame temperatuuri n kihis aja $\tau + \Delta \tau$ möödudes, st $t_{n, (\tau + \Delta \tau)}$. Integreerides võrrandi (245) saame

$$t_{n, (\tau + \Delta \tau)} = [2\alpha \Delta \tau / (\Delta x^2)] [t_{(n+1), \tau} + t_{(n-1), \tau}] / 2 - [2\alpha \Delta \tau / (\Delta x^2) - 1] t_{n, \tau}. \quad (246)$$

Kui kihtide paksus Δx ja ajavahemik $\Delta \tau$ valida selliselt, et oleks täidetud järgmine tingimus

$$2\alpha \Delta \tau / (\Delta x^2) = 1, \quad (247)$$

siis saab võrrandi (246) kirjutada selliselt:

$$t_{n, (\tau + \Delta \tau)} = (t_{(n+1), \tau} + t_{(n-1), \tau}) / 2. \quad (248)$$

Võrrandist (248) järeldub, et mingi n kihi temperatuur järgneval ajamomendil $\tau + \Delta \tau$ on võrdne naaberkihtide $n+1$ ja $n-1$ temperatuuride poolsumмага. Graafiliselt (vt joonis 60) tähendab see, et temperatuur $t_{n, (\tau + \Delta \tau)}$ on võrdne temperatuuride $t_{(n+1), \tau}$ ja $t_{(n-1), \tau}$ ühendava sirge ja n kihi sümmeetrialtele löikepunkti ordinaadiga.

Leiame nüüd temperatuuri äärmises kihis $n-1$ järgneval ajamomendil $\tau + \Delta \tau$. Selleks määrame seinast vasakul oleva punkti R juhtjoone asendi. Ta asub vertikaali sellel kõrgusel, mis on võrdne ümbritseva keskkonna temperatuuriga ja horisontaalil seina pinnast kaugusel λ_w / α_1 . (λ_w on seina materjali soojusjuhtivustegur; α_1 ümbritseva keskkonna ja seina pinna vaheline soojusäraandetegur). Punkti R juhtjoone iseloomulik eripära seisneb selles, et temast seina pinnale tõmmatud sirgjoon osutub alati puutujaks temperatuurikõvera selles punktis, mis on seina tasapinnal. Seejärel tõmbame $\Delta x / 2$ kaugusel seina tasapinnast abijoonet MN . MN joone ja punktist R tasapinna temperatuurikõverani tõmmatud puutuja löikepunkt annabki temperatuuri $t_{M, N, \tau}$.

Temperatuur kihi $n-1$ keskel järgneval ajamomendil $\tau + \Delta \tau$ on leitav võrrandiga, mis on sarnane võrrandiga (248):

$$t_{(n-1), (\tau + \Delta \tau)} = (t_{M, N, \tau} + t_{n, \tau}) / 2.$$

Kihi $n+1$ keskosa temperatuuri ajamomendil $\tau + \Delta \tau$ leitakse samal viisil, samas järjekorras kui kihi $n-1$ puhul, kui seinast paremal olevat abijoonet tähistada $M'N'$ (vt joonis 60) ja temperatuuri temal ajahetkel τ $t_{M', N', \tau}$, siis kihi $n+1$ keskel on temperatuur järgneval ajahetkel

$$t_{(n+1), (\tau + \Delta \tau)} = (t_{n, \tau} + t_{M', N', \tau}) / 2.$$

Samuti on määratav n kihi temperatuur ajahetkel $\tau + 2\Delta \tau$:

$$t_{n, (\tau + 2\Delta \tau)} = (t_{(n-1), (\tau + \Delta \tau)} + t_{(n+1), (\tau + \Delta \tau)}) / 2 \text{ jne.}$$

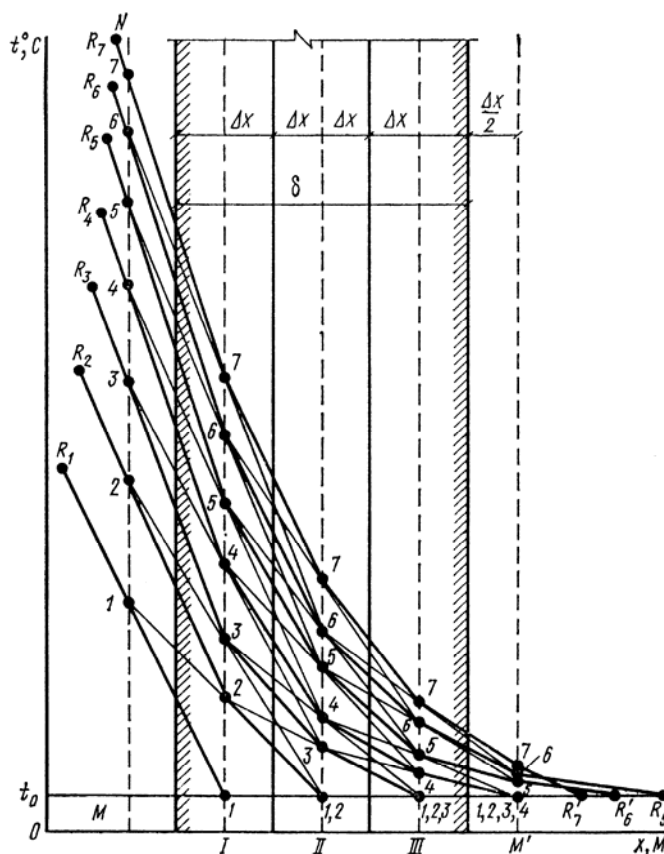
Lõplike diferentside meetodi väärtus seisneb selles, et tema abil saab arvutada temperatuuri seina paksuse lõikes ümbritseva keskkonna temperatuuri ja soojusäraandegurite muutumisel mistahes seaduse järgi. Võrreldes eelmise näitega on lahendus keerulisem, sest igale ajavahemikule (ajaintervallile) $\Delta\tau$ peab leidma mõlemate juhtpunktide R ja R' uued asendid.

Vaatame lähemalt järjestikust temperatuuri jaotust seina paksuse lõikes ühel pool oleva keskkonna kuumutamisel ajas muutuv temperatuuril t_f .

Teads on seina paksus δ (joonis 61) ja tema algtemperatuur t_0 . Tulekahju tingimustes või küttekoldes seinast vasakule jääva keskkonna temperatuur t_f muutub joonisel kujutatud kõverjoone seaduse järgi.

Seinast paremale jääva õhu temperatuur jääb kogu vaadeldava aja vältel püsivaks, võrdues t_0 -ga.

Joonis 61. Temperatuuri jaotus seina paksuse lõikes ühepoolisel keskkonna kuumutamisel aja muutuv temperatuuril.



Temperatuurivälja arvutus seina paksuse lõikes aja τ vältel toimub lõplike diferentside meetodil sellises järjekorras:

- 1) graafiku (joonis 62) abil määratakse kuumutava keskkonna temperatuur t_f aja τ möödudes;
- 2) leitakse määrav temperatuur füüsikaliste suuruste valikuks $t_{\text{ksk}} = (t_f + t_0)/2$;
- 3) lisas oleva tabeli 6 järgi arvutatakse füüsikalised suurused λ_t , c_t ja võrrandi (219) abil α_t ;
- 4) võrrandi (205) järgi või graafikul (vt joonis 48) määratakse kuumutava keskkonna ja seina pinna vaheline soojusäraandegur α_1 aja τ möödudes;
- 5) leitakse seina maksimaalne paksus Δx : $\Delta x < 2\lambda_t/\alpha_t$ (see tingimus tähendab, et juhtpunkt R ei tohi sattuda joonest MN paremale);
- 6) määratakse kihtide arv n , paksusega Δx , milleks tuleb sein jagada $n = \delta/(\Delta x)$;
- 7) arvutatakse arvestuslik ajavahemik $\Delta\tau$, $\Delta\tau = \Delta x^2/(2\alpha_t)$;
- 8) ajas muutuva temperatuuri graafikult (vt joonis 62) kirjutatakse välja temperatuur t_f kogu ajaperioodi τ vältel järgmistel intervallidel $\Delta\tau$, $2\Delta\tau$, $3\Delta\tau$ jne. Igale ajaintervallile ($\Delta\tau$, $2\Delta\tau$, $3\Delta\tau$ jne) vastavale temperatuurile t_f arvutatakse teguri α_1 väärtused ja leitakse suhe λ_1/α_1 , järelkult on leitud punkti R koordinaadid igale ajaintervallile ($\Delta\tau$, $2\Delta\tau$, $3\Delta\tau$);
- 9) millimeeterpaberile kantakse maastaabis seina läbilõige (joonis 61). Sein jaotatakse kihtideks paksusega Δx ja tõmmatakse kihtide sümmeetriatelg. Lihtsamal puhul piisab seina jaotamisest kolme kihti (I, II, III). Seinast mõlemale poole $\Delta x/2$ kaugusele tõmmatakse abijooned MN ja MN' .

Maastaabis kantakse peale juhtpunkti R asend iga intervalli kohta ($\Delta\tau$, $2\Delta\tau$, $3\Delta\tau$ jne) koordinaatidega (t_f , λ_1/α_1) ning joonestatakse temperatuuri t_0 algjaotuse joon;

- 10) punkt R_1 ühendatakse I kihi sümmeetriatelje ja temperatuuri algjaotusjoone lõikumispunktiga sirgega. Selle sirge ja joone MN lõikumispunkt, samuti algjaotusjoone lõikumispunktid kihtide I, II, III sümmeetriatelgedega ja joonega MN' tähistatakse numbriga 1. Murdjoon $R_1-1-1-1-1$ kujutab endast temperatuuri jaotusjoont ajavahemike $\Delta\tau$ puhul. On näha, et aja $\Delta\tau$ jooksul kuumeneb ainult pool 1-st kihist, teistes kihtides jääb temperatuur muutumatuks võrreldes algtemperatuuriga t_0 .
- 11) punktid 1 ühendatakse sirgega läbi kihi, saades kihtide sümmeetriatelgedega lõikudes punktid 2. Punkt 2 kihis 1 ühendatakse punktiga R_2 : $R_2-2-2-2-2$ kujutab endast temperatuuri jaotusjoont ajavahemike $2\Delta\tau$ puhul. Ajavahemiku $2\Delta\tau$ jooksul tõuseb temperatuur kihis I ja II kihi pooles ulatuses, edasi liikudes jääb temperatuur muutumatuks võrreldes algtemperatuuriga t_0 ;
- 12) p 11 toodud järjestuses ühendatakse läbi kihi omavahel punktid 2 ja saadakse temperatuuri jaotusjoon $R_3-3-3-3-3$ ajavahemiku $3\Delta\tau$ puhul;
- 13) punktide 3 ühendamisel läbi kihi saadakse temperatuuri jaotusjoon $R_4-4-4-4-4$ ajavahemiku $4\Delta\tau$ puhul; Nüüd märkame, et ajavahemiku $4\Delta\tau$ järel hakkab tõusma parema tasapinna temperatuur (ajavahemike arv, mille järel hakkab sein parempoolse pinna temperatuur tõusma on lõplike diferentside meetodil ühe ühiku võrra suurem kihtide arvust);
- 14) leitakse juhtpunkti R_5' asend seinast paremal pool ajavahemiku $4\Delta\tau$ järel. Selleks arvutatakse pinna temperatuuri järgi ajavahemiku $4\Delta\tau$ järel soojusäraandetegur α_2 , samuti suhe λ_1/α_2 . Punkti R_5' koordinaatideks on suurused t_0 (kõrguses, vertikaalil) ja λ_1/α_2 (horisontaalil);
- 15) p 11 esitatud järjestuses ühendatakse omavahel läbi kihi punktid 4, saadakse punkt 5, kusjuures III kihi punkt 4 ühendatakse punktiga R_5 . $R_5-5-5-5-5-R_5'$ kujutab endast temperatuuri jaotusjoont ajahetkel $5\Delta\tau$;
- 16) p 14 esitatud järjestuses leitakse juht punkti R_6' asend ja p 15 toodud järjestuses leitakse temperatuuri jaotusjoon $R_6-6-6-6-6-R_6'$ ajahetkel $6\Delta\tau$. Selliselt jätkatakse kuni etteantud aeg τ lõpeb või seni kuni saavutatakse sein parempoolisel küljel etteantud temperatuur. Viimasel juhul etteantud temperatuuri saavutamiseks kulunud aeg määratakse aja $\Delta\tau$ ja graafikul araabia numbritega tähistatud intervallide korrutisega.

Sageli viib tingimuse $\Delta x \leq 2\lambda_t / \alpha_t$ täitmine selleni, et sein tuleb jagada kümneteks kihtideks ja seetõttu osutub temperatuuri jaotusjoone graafiline kujundamine väga tömahukaks. Sellisel juhul võib kihtide arvu vähendada kui minna kuumutava keskkonna poolt üle 1 liiki ääretingimustele. Sellisel juhul on kihtide minimaalne arv määratletav tingimuse $\Delta x \leq 2\lambda_t / \alpha_t$ täitmisega.

Üleminek 1. liigi ääretingimustele tähendab seda, et igale ajavahemikule ($\Delta\tau$, $2\Delta\tau$, $3\Delta\tau$ jne) tuleb määrata kuumutatava tasapinna temperatuur. Ehituskonstruksioonide kuumutatava pinna temperatuur t_w tulekahju tingimustes on ligilähedasel määratav valemiga:

$$(t_f - t_w) / (t_f - t_0) = [1 + 0,1(\text{Bi}\sqrt{\text{Fo}})^3 e^{-\text{Bi}\sqrt{\text{Fo}}}]^{-1} \quad (249)$$

Kui ehituskonstruksioonide materjali soojusfüüsikalised omadused on lähedased telliskivi soojusfüüsikaliste omadustega, siis nende pinnatemperatuuri võib määrata valemiga:

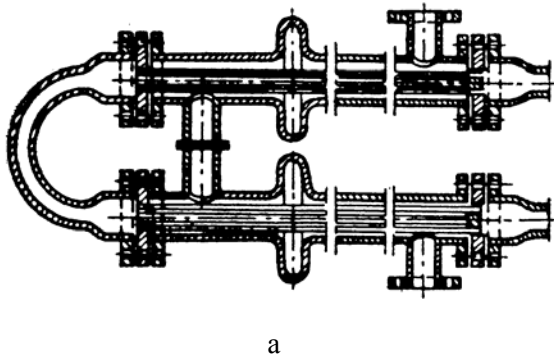
$$t_w = 0,2(t_f - t_0) + 0,00065(t_f - t_0)^2 + t_0 \quad (250)$$

Igal ajaintervallil (vahemikul) määratud pinnatemperatuurid kantakse graafikule ja ühendatakse nad sirgega I kihi keskjoonega ja MN joonega vastavatel ajavahemikel. Ülejäänus on konstrueerimine samasugune nagu on kujutatud joonisel 60.

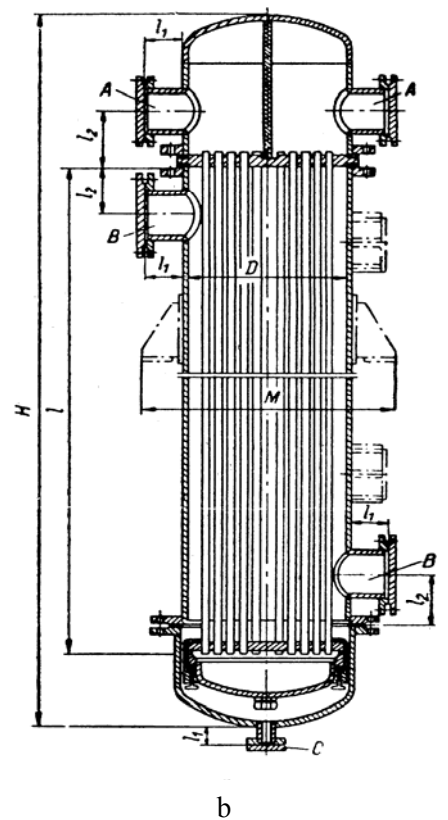
13. SOOJUSVAHETID

13.1. Põhimõisted ja soojusvahetite skeemid

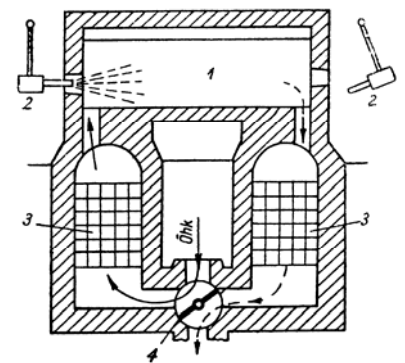
Soojusvahetiks ehk soojusvahetusaparaadiks nimetatakse seadet, mis on ehitatud soojuse ülekandmiseks ühelt keskkonnalt või kehalt teisele. Mõned soojusvahetite skeemid on toodud joonistel 63 ja 64. Väga paljudel juhtudel on soojust äraandvaks keskkonnaks kütuse põlemissaadused, näiteks aurukateldes, toaahjudes ja enamikus tööstusahjudes. On aga ka mitmesuguste teiste soojust äraandvate keskkondadega töötavaid seadmeid, näiteks aatomireaktorid, auruturbiinide kondensaatorid, keskkütte radiaatorid jne. Olenevalt sellest, kas soojust vahetavad keskkonnad on teineteisest eraldatud mingi küttepinnaga (seinaga) või mitte, liigitatakse soojusvahetid pindsoojusvahetiteks ja küttepinnata soojusvahetiteks. Viimasesse liiki kuuluvad näiteks nn tahke soojuskandjaga seadmed, auruga segunemisprintsipiil töötavad veesoojendid jne (mõnikord kasutatakse küttepinna mõistet ka laiemas mõttes, näiteks aurumullide liikumisel läbi vee võib soojusvahetuse pinnana vaadelda mullide kogupinda).



Joonis 63. Pindsoojusvahetite tüüpe. a – sektsioon soojusvaheti; b – kateltoru soojusvaheti (kahe käiguga, tüüp TII).



Joonis 64. Tööstusahju skeem koos regeneratiivsete õhuelsoojenditega. 1 – ahju töökamber; 2 – põletid; 3 – regeneratiivse õhuelsoojendi täidis; 4 – pöörsisber regeneratiivsete soojusvahetite ümberlülitamiseks.



Vastavalt tööprintsibile jagatakse pindsoojusvahetid:

- 1) rekuperatiivseteks, mis töötavad kindla soojusvoolu suunaga ja tavaliselt statsionaarsel režiimil (näiteks aurukatel, turbiini kondensaator jne);
- 2) regeneratiivseteks, mille küttepinnas soojusvoolu suund perioodiliselt muutub,

Soojusvaheti arvutuse aluseks on eelmistes peatükkides vaadeldud seosed ja meetodid, millele lisandub tavaliselt soojusbilansi ja mõnikord ka materjali bilansi koostamine. Olenevalt eesmärgist võib soojusvaheti arvutusmeetod olla:

- 1) konstruktsiooni arvutus, mille tulemusena saadakse ettenähtud töörežiimi tagamiseks vajalikud soojusvaheti põhimõõdud;
- 2) kontrollarvutus, millega määratakse olemasolevas soojusvahetis üleantavat soojushulka ja keskkondade temperatuure.

Kontrollarvutust kasutatakse sageli uute seadmete projekteerimisel, valides algul konstruktsiooni põhimõõded ja kontrollides soojusvaheti töötamise võimalust ettenähtud töörežiimil.

Tavaliselt kaasneb soojusvahetite soojustehnilise arvutusega hüdromehaaniline arvutus, mille eesmärgiks on viia vastavusse gaaside või vedelikkude kiirused, rõhukaod ja ventilaatorite või pumpade vajalikud võimsused. Teatavasti võib ventilaatori või pumba vajaliku võimsuse avaldada valemiga:

$$N = G\Delta p / \rho \eta \text{ [W]},$$

kus G – vedeliku või gaasi kulu, [kg/s],

Δp – rõhulang seadmes, [N/m²],

ρ – tihedus, [kg/m³],

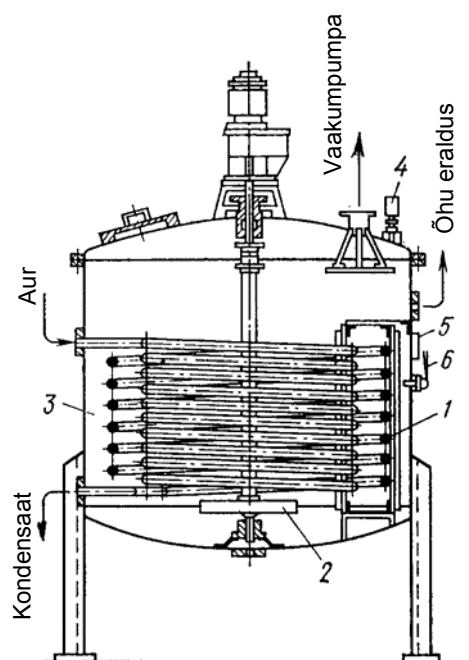
η – ventilaatori või pumba kasutegur.

Soojuskandjaks nimetatakse vedelik- või gaasilist keskkonda, mida kasutatakse kas kuumutajana või kuumutatavana.

Olenevalt soojuskandjast jaotuvad soojusvahetid: vedelik- ,gaasi- (õhk) või vedelik-gaasi soojusvahetid.

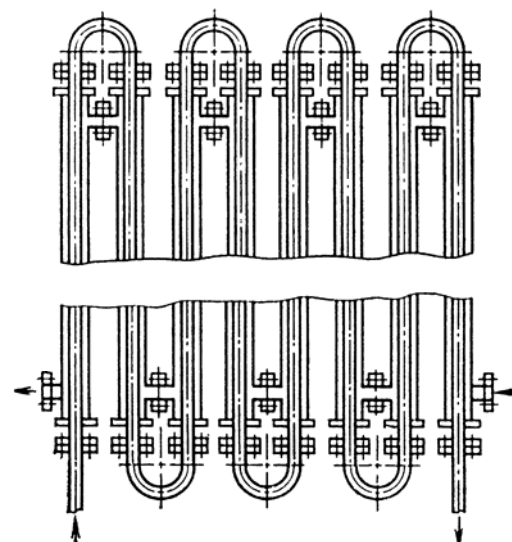
Olenevalt soojuskandja liikumisskeemist jaotuvad soojusvahetid: pärivooluskeemiga (mõlemad soojuskandjad liiguvad ühes suunas) ja vastuvooluskeemiga. On olemas ka ristvoolu- ja segasüsteeme. Vaatleme nii tööstuses kui ka tuletõrjealal enamkasutatavamaid soojusvahetite konstruktsioone.

Siugtorusoojusvahetit (joonis 65) kasutatakse keskkonna (vedelik, gaas, aurud, õhk) jahutamiseks või kuumutamiseks. Kuumutaja-soojuskandja liigub siugtorudes, kuumutatav on siugtorusid ümbritsev keskkond. Selliseid soojusvaheteid kasutatakse näiteks keemiatööstuses, samuti mõnede tuletõrjeteenistuses olevate autode mootorite täiendavates jahutussüsteemides.



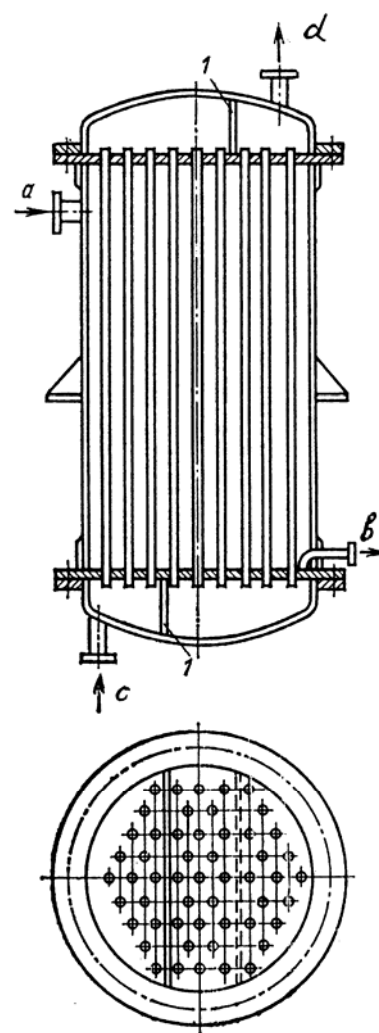
Joonis 65. Mehaanilise segaja siugtorusoojusvaheti.
1 – siugtoru; 2 – segaja; 3 – kere; 4 – vaakummeeter;
5 – vaateaken; 6 – termomeeter.

Toru-toru tüüpi soojusvahetis (joonis 66) on väiksema diameetriga toru asetatud suurema diameetriga torusse, mis on samaaegselt soojusvaheti kere. Sisemises torus või torudevahelises vahemikus liigub soojuskandja. Sisemine toru on välimisega ühendatud keevituse või äärikutega. Sageli on sellises soojusvahetis järjestikku ühendatud mitmed sektsioonid.



Joonis 66. Toru-toru tüüpi soojusvaheti.

Torukujulises soojusvahetis (joonis 67) on torukimp paigutatud lehtterasest valmistatud silindrilisse korpusesse. Torukimp asetseb spetsiaalsel restil (alusel) kuhu ta on kinni keevitatud või valtsitud. Kondensatsiooni tüüpi soojusvahetitel liigub vedelik torudes, auru kondensatsioon toimub torudevahelises ruumis.



Joonis 67. Torukujuline soojusvaheti. a – auru sisselask; b – kondensaadi väljumine; c – soojendatava vedeliku sisselask; d – kuumutatud vedeliku väljumine; 1 – vaheseinad.

Vedelik-vedelik süsteemi puhul liigub kuumutaja-soojuskandja torudes, torudevahelises ruumis on kuumutatav vedelik. Soojusvahetuse intensiivistamiseks tehakse torukujulised soojusvahetid mitmekäigulistena.

13.2. Soojusvahetite arvutus

Soojusvahetite projekteerimisel tehtavad konstruktsioonilised arvutused on seotud peamiselt valitud soojusvaheti tüübi soojusvahetuspinna määramisele. Lähteandmeteks on soojuskandjate kulunormid ja tööparameetrid (temperatuur, rõhk) sisenemisel ja väljumisel soojusvahetist. Pidevas režiimis töötavate soojusvahetite konstruktsioonilised arvutused tuginevad soojusülekanne võrranditele ja soojusbilansile. Üldjuhul on soojusbilansi võrrand püsiva agregaatolekuga soojuskandja puhul selline:

$$c_{p1} G_1(t_1' - t_1'') = c_{p2} G_2(t_2'' - t_2') \eta_{kadu}, \quad (251)$$

kus c_{p1}, c_{p2} – vastavalt kuumutaja-soojuskandja ja kuumutatava-soojuskandja erisoojused jääval rõhul, [kJ/kg · °C],

G_1, G_2 – vastavalt kuumutaja-soojuskandja ja kuumutatava-soojuskandja kulu, [kg/s],

t_1', t_1'' – kuumutaja-soojuskandja temperatuurid vastavalt sisenemisel ja väljumisel, [°C],

t_2', t_2'' – kuumutatava-soojuskandja temperatuurid vastavalt sisenemisel ja väljumisel, [°C],

$\eta_{kadu} = 0,95-0,98$ – soojuskaotegur, mis on katseliselt leitud (näitab soojuskadu keskkonda olenevalt kuumutatava keskkonna poolt saadud soojuste hulgest). Olenevalt kuumutaja-soojuskandja agregaatoleku muutumisest, näiteks auru kondenseerumisel, on soojusbilansi võrrandil selline kuju:

$$G_1[c_p^{aur}(t_{aur} - t_{küll}) + r_{aur} + c_p^{kond}(t_{küll} - t_{kond})] = c_{p2}G_2((t_2'' - t_2') \eta_{kadu}), \quad (252)$$

kus c_p^{aur}, c_p^{kond} – vastavalt ülekuumendatud auru ja kondensaadi erisoojused jääval rõhul, [kJ/(kg · °C)],

r_{aur} – auru kondensatsioonisoojus, [kJ/kg],

t_{aur}, t_{kond} – vastavalt soojusvahetisse tuleva auru ja soojusvahetist lahkuva kondensaadi temperatuur, [°C],

$t_{küll}$ – küllastustemperatuur, [°C].

Soojusvahetus pinna suuruse leidmine

Vajalik soojusvahetuspinna pindala F [m²] leitakse soojusülekanne võrrandite abil.

$$F = Q/\varphi_{saast} K\Delta t_{ksk}, \quad (253)$$

kus Q – kuumutaja-soojuskandja poolt edasiantud üldine soojushulk, [W] või [kJ/s],

K – soojusülekandeegur, [W/(m² · °C)],

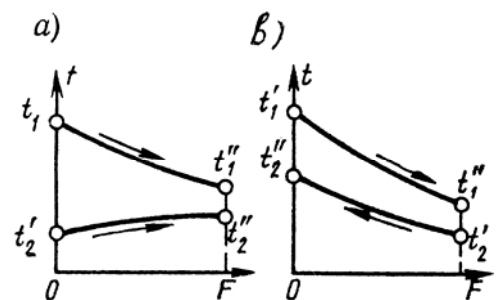
$\varphi_{saast} = 0,7-0,8$ – soojusvahetuspinna kasutegur, mis on oleneb soojusvahetuspinna saastusest (määrumisest);

Δt_{ksk} – keskmine temperatuuride vahe, [°C].

Keskmine temperatuuride vahe määramine

Keskmine temperatuuride vahe on oluliselt soojuskandjate liikumissuundadest (vastuvool, päri- ja vastuvoolu skeemi korral). Joonisel 68 on näidatud soojuskandjate temperatuuri muutused piki soojusvahetuse pinda päri- ja vastuvoolu skeemi korral. Jooniselt näeme, et ühel ja samal kuumutaja-soojuskandja temperatuuril on vastuvoolu skeemi puhul võimalik saada kõrgemat temperatuuri.

Joonis 68. Soojuskandja temperatuuri muutused erinevatel liikumisskeemidel. a – pärisuunaline; b – vastassuunaline.



Vastuvoolu skeemi puhul on ka keskmine temperatuuride vahe suurem. Selline vastuvoolu skeemi eelis on täheldatav ainult soojuskandja vahelduval temperatuuril soojusvahetuspinna ulatuses või soojuskandjate oluliste temperatuurimuutuste korral.

Keskmine temperatuuride vahe Δt_{ksk} leitakse valemiga:

$$\Delta t_{ksk} = (\Delta t_s - \Delta t_v) / (2,3 \log \Delta t_s / \Delta t_v), \quad (254)$$

kus Δt_s – soojuskandja temperatuuride vahe soojusvahetaja sellel otspinnal, kus vahe on suurem,

Δt_v – soojuskandja temperatuuride vahe soojusvahetaja sellel otspinnal, kus vahe on väiksem.

Joonisel 68 kasutatud tähistustega on pärisuunalise skeemi puhul $\Delta t_s = t_1' - t_2'$ ja $\Delta t_v = t_1' - t_2''$ ning vastassuunalise skeemi puhul $\Delta t_s = t_1' - t_2'$ ja $t_1'' - t_2''$.

Juhul, kui soojuskandjate temperatuuride muutus piki soojusvahetuspinna on selline, et $\Delta t_s / \Delta t_v < 2$, siis keskmine temperatuuride vahe leitakse kui suurema ja väiksema vahe temperatuuride aritmeetilise keskmine:

$$\Delta t_{\text{ksk}} = \frac{1}{2}(\Delta t_s + \Delta t_v). \quad (255)$$

Keerulisemate soojuskandja liikumisskeemide (sega- ja ristisuunaline) korral määratakse keskmine temperatuuride vahe vastassuunalise skeemi valemiga (254) ja korrutatakse parandusteguriga.

Parandusteguri väärtuse määramise meetodikad on toodud erialakirjanduses.

Soojusvaheti konstruktsioonimõõdete määramine

Ühekäigulise toruümbrisega soojusvaheti kere siseläbimõõt leitakse valemiga:

$$D = D' + d_{\text{väl}} + \delta, \quad (256)$$

kus D – diameeter, millesse on paigutatud kordne rida torusid (leitakse soojustehnika käsiraamatutest), [cm],

$d_{\text{väl}}$ – toru välisläbimõõt, [cm],

$\delta \geq 0,6$ – rõngaslõtk torude ja kere vahel, [cm].

Toruridade pindade (torude aktiivne pikkus) vahelist kaugust mistahes käigulistele soojusvahetitele on arvutatav:

$$l = F / \pi d_{\text{väl}} z n, \quad (257)$$

kus z – soojusvaheti käikude arv,

n – torude arv ühe käigu ulatuses:

$$n = 4G_{\text{tor}} / 3600 \pi d_{\text{sis}} Q_{\text{tor}} \omega_{\text{tor}} = G_{\text{tor}} / 2830 d_{\text{sis}} Q_{\text{tor}} \omega_{\text{tor}} \quad (258)$$

kus G_{tor} – soojuskandja kulu torudes, [kg/s],

d_{sis} – toru siseläbimõõt, [cm],

Q_{tor} – torus liikuva soojuskandja tihedus, [kg/m³],

ω_{tor} – torus liikuva soojuskandja kiirus, mis on vedelike puhul 0,5-1,5 m/s ja 5-12 m/s gaaside puhul.

Siugsoojusvaheti ühe keeru pikkust l_{siug} [m] leitakse valemiga:

$$l_{\text{siug}} = \sqrt{\pi D_{\text{siug}}^3 + L^2} \approx \pi D_{\text{siug}}, \quad (259)$$

kus D_{siug} – siu keeru diameeter, [m],

L – paralleelsete siu keerdude telgede vaheline kaugus, [m]:

$$L = l_{\text{siug}} n_{\text{siug}} \approx \pi D_{\text{siug}} n_{\text{siug}} = F_{\text{siug}} / \pi d_{\text{väl}}, \quad (260)$$

kus n_{siug} – siu keerdude arv,

F_{siug} – siu küttepinna pindala, [m²],

$d_{\text{väl}}$ – siutoru välisläbimõõt, [m].

13.3. Soojusvahetite ligikaudne kontrollarvutus

Kõige sagedamini seostuvad soojusvahetite kontrollarvutused soojuskandjate lõpptemperatuuriga t_1'' või t_2'' ja üleantava soojushulgaga Q etteantud soojuskandja kulunormide G_1 ja G_2 puhul, soojuskandjate algtemperatuuridega t_1' ja t_2' ja soojusülekande teguri K ja soojusvahetuspinna F puhul.

Ligikaudse kontrollarvutuste meetodika seisneb siinjuures järgnevas:

Kõigepealt lahendatakse koos soojusbilansi võrrandid (261) ja (262) ja siis soojusülekande võrrand (263):

$$Q = c_{p1} G_1 (t_1' - t_1''), \quad (261)$$

$$Q = c_{p2} G_2 (t_2'' - t_2') \eta_{\text{kadu}}, \quad (262)$$

$$Q = KF \frac{1}{2} [(t_1' + t_1'') - (t_2'' + t_2')]. \quad (263)$$

Nende võrrandite koos lahendamisel saadakse üleantava soojushulga leidmiseks vajalik avaldis:

$$Q = (t_1' - t_2') / [1/KF + \frac{1}{2} (1/c_{p1} \cdot G_1 + 1/c_{p2} \cdot G_2 \eta_{kadu})]. \quad (264)$$

Leides valemi (264) järgi üleantava soojuse hulga, saame võrranditest (261) ja (262) leida soojuskandjate temperatuurid:

$$t_1'' = t_1' - Q/c_{p1} \cdot G_1, \quad (265)$$

$$t_2'' = t_2' + Q/c_{p2} \cdot G_2 \eta_{kadu}. \quad (266)$$

Üleantava soojushulga arvutamisel valemi (264) järgi võib soojusülekande teguri K , $[W/(m^2 \cdot ^\circ C)]$ väärtuseks võtta:

- Soojusülekanne gaasilt gaasile – 10;
- Soojusülekanne gaasilt veele – 50;
- Soojusülekanne petrooleumilt veele – 300;
- Soojusülekanne veelt veele – 1000;
- Kondenseeruvatelt aurudelt veele – 2500;
- Kondenseeruvatelt aurudelt õlile – 300;
- Kondenseeruvatelt aurudelt keevale õlile – 500.

13.4. Mõned tuleohutuse ülesanded

Soojusvahetite konstruktsiooni arvutusi tehakse järgmistel juhtudel:

- 1) talvetingimustes voolikuliini maksimaalse pikkuse arvutamisel pumbast joajuhini;
- 2) talvetingimustes torukujuliste soojusvahetite arvutustel paakautodes;
- 3) tuletõrjeteenistuse autode mootorite täiendavate jahutussüsteemide arvutustel;
- 4) voolikuhoidlates kasutatavate soojusvahetite arvutustel külmunud voolikute sulatamiseks ja kuivatamiseks;
- 5) tuletõrje-pääste kaitseriie tuse kuivatusruumides soojusvahetite arvutusel, samuti painduvatest torudest tehtud riiekuivatite arvutustel;
- 6) optimaalse aurutorustiku pikkuse leidmisel auruga kustutamise puhul.

Soojusvahetite kontrollarvutusi on tingimata vaja teha:

- 1) mitmesuguste tuleohutuse ennetustööga seonduvate soovitude ja nõudmiste põhjendamisel;
- 2) soojusvahetite töö kontrollimisel;
- 3) tulekahju põhjuste väljaselgitamisel tulekahju tehnilises ekspertiisis.

Nendes ülesannetes on iseloomulik temperatuur määramine:

- mootori lisajahutusseadme jahutusvee väljumistemperatuur;
- tuletõrje tsentrifugaalpumba lisajahutusseadme jahutusvee väljumistemperatuur;
- põlemissaaduste temperatuurid erinevatel kaugustel suitsulõõridest ja ventilatsiooniavadest (seejärel neid võib vaja minna temperatuuride arvutustel lõõride sisepindadel, tuletõkke rajatiste pindadel jm).
- soojuskandja väljumistemperatuur voolikukuivatites jne.

Kui on teada soojusvahetist väljuvate mõlema soojuskandja temperatuurid ning soovime siinjuures teada ühe soojuskandja kulu, siis saame selle leida võrrandite (261) ja (262) koos lahendamisel

$$G_1 = G_2 [c_{p2} (t_2'' - t_2')] / [c_{p1} (t_1' - t_1'')], \quad (267)$$

$$G_2 = G_1 [c_{p1} (t_1' - t_1'')] / [c_{p2} (t_2'' - t_2')] \eta_{kadu}.$$

Selline ülesanne võib tekkida, kui soojusvaheti avarii korral üks soojuskandja võib osutada kas süttimisallikaks (juhul kui ta oli kuumenenud isesüttimistemperatuurini) või süttivaks materjaliks tulekahju või plahvatuse olukorras.

LISAD

Tabel 1. Kuiva õhu füüsikalised parameetrid atmosfäärirõhul

| $t, \text{ }^\circ\text{C}$ | $\rho, \text{ kg/m}^3$ | $c_p, \text{ kJ/kg} \cdot \text{ }^\circ\text{C}$ | $\lambda \cdot 10^2, \text{ W/m} \cdot \text{ }^\circ\text{C}$ | $\nu \cdot 10^6, \text{ m}^2/\text{s}$ | Pr |
|-----------------------------|------------------------|---|--|--|-------|
| -20 | 1,395 | 1,009 | 2,23 | 12,79 | 0,716 |
| -10 | 1,342 | 1,009 | 2,36 | 12,43 | 0,712 |
| 0 | 1,293 | 1,005 | 2,44 | 13,28 | 0,707 |
| 20 | 1,205 | 1,005 | 2,59 | 15,06 | 0,703 |
| 40 | 1,128 | 1,005 | 2,75 | 16,96 | 0,699 |
| 60 | 1,06 | 1,005 | 2,89 | 18,97 | 0,696 |
| 80 | 1 | 1,009 | 3,04 | 21,09 | 0,692 |
| 100 | 0,946 | 1,009 | 3,2 | 23,13 | 0,688 |
| 120 | 0,898 | 1,009 | 3,33 | 25,45 | 0,686 |
| 140 | 0,854 | 1,013 | 3,48 | 27,8 | 0,684 |
| 160 | 0,815 | 1,017 | 3,63 | 30,09 | 0,682 |
| 180 | 0,779 | 1,022 | 3,77 | 32,49 | 0,681 |
| 200 | 0,746 | 1,026 | 3,92 | 34,85 | 0,68 |
| 250 | 0,674 | 1,038 | 4,26 | 40,61 | 0,677 |
| 300 | 0,615 | 1,047 | 4,6 | 48,33 | 0,674 |
| 350 | 0,566 | 1,059 | 4,89 | 55,46 | 0,676 |
| 400 | 0,524 | 1,068 | 5,2 | 63,09 | 0,678 |
| 500 | 0,456 | 1,093 | 5,73 | 79,38 | 0,687 |
| 600 | 0,404 | 1,114 | 6,2 | 96,89 | 0,699 |
| 700 | 0,362 | 1,135 | 6,69 | 115,4 | 0,706 |
| 800 | 0,329 | 1,156 | 7,15 | 134,8 | 0,713 |
| 900 | 0,301 | 1,172 | 7,61 | 155,1 | 0,717 |
| 1000 | 0,277 | 1,185 | 8,05 | 177,1 | 0,719 |

Tabel 2. Suitsugaaside füüsikalised parameetrid

| $t, \text{ }^\circ\text{C}$ | $\rho, \text{ kg/m}^3$ | $c_p, \text{ kJ/kg} \cdot \text{ }^\circ\text{C}$ | $\lambda \cdot 10^2, \text{ W/m} \cdot \text{ }^\circ\text{C}$ | $\nu \cdot 10^6, \text{ m}^2/\text{s}$ | Pr |
|-----------------------------|------------------------|---|--|--|------|
| 0 | 1,295 | 1,043 | 2,28 | 12,2 | 0,72 |
| 100 | 0,95 | 1,068 | 3,12 | 21,54 | 0,69 |
| 200 | 0,748 | 1,097 | 4 | 32,8 | 0,67 |
| 300 | 0,617 | 1,122 | 4,83 | 45,81 | 0,65 |
| 400 | 0,525 | 1,151 | 5,68 | 60,38 | 0,64 |
| 500 | 0,457 | 1,185 | 6,54 | 76,3 | 0,63 |
| 600 | 0,405 | 1,214 | 7,4 | 93,61 | 0,62 |
| 700 | 0,363 | 1,239 | 8,25 | 112,1 | 0,61 |
| 800 | 0,33 | 1,264 | 9,13 | 131,8 | 0,6 |
| 900 | 0,301 | 1,29 | 9,98 | 152,1 | 0,59 |
| 1000 | 0,275 | 1,306 | 10,9 | 173,4 | 0,58 |
| 1100 | 0,257 | 1,323 | 11,75 | 197,1 | 0,57 |
| 1200 | 0,24 | 1,34 | 12,62 | 221 | 0,56 |

Parameetrid on antud tingimusel $p = 10^5 \text{ Pa}$; $p_{\text{CO}_2} = 0,13 \cdot 10^5 \text{ Pa}$;
 $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,11 \cdot 10^5 \text{ Pa}$; $p_{\text{N}_2} = 0,76 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

Tabel 3. Veeauru füüsikalised parameetrid

| $t, ^\circ\text{C}$ | $p \cdot 10^{-5}$ Pa | ρ kg/m ³ | r kJ/kg | c_p kJ/(kg · °C) | $\lambda \cdot 10^2$ W/m · °C | $\nu \cdot 10^6$ m ² /s | Pr |
|---------------------|-------------------------|-----------------------------|--------------|-----------------------|----------------------------------|---------------------------------------|------|
| 100 | 1,013 | 0,598 | 2257 | 2,135 | 2,37 | 20,02 | 1,08 |
| 110 | 1,433 | 0,826 | 2230 | 2,177 | 2,49 | 15,07 | 1,09 |
| 120 | 1,985 | 1,121 | 2202 | 2,207 | 2,59 | 11,46 | 1,09 |
| 130 | 2,701 | 1,496 | 2174 | 2,257 | 2,69 | 8,85 | 1,11 |
| 140 | 3,614 | 1,966 | 2145 | 2,315 | 2,79 | 6,89 | 1,12 |
| 150 | 4,76 | 2,547 | 2114 | 2,395 | 2,88 | 5,47 | 1,16 |
| 160 | 6,18 | 3,258 | 2082 | 2,479 | 3,01 | 4,39 | 1,18 |
| 170 | 7,92 | 4,122 | 2050 | 2,583 | 3,13 | 3,57 | 1,21 |
| 180 | 10,027 | 5,157 | 2015 | 2,709 | 3,27 | 2,93 | 1,25 |
| 190 | 12,553 | 6,394 | 1979 | 2,856 | 3,42 | 2,44 | 1,3 |
| 200 | 15,551 | 7,862 | 1941 | 3,023 | 3,55 | 2,03 | 1,36 |
| 210 | 19,08 | 9,588 | 1900 | 3,199 | 3,72 | 1,71 | 1,41 |
| 220 | 23,201 | 11,62 | 1853 | 3,408 | 3,9 | 1,45 | 1,47 |
| 230 | 27,979 | 13,99 | 1813 | 3,634 | 4,09 | 1,24 | 1,54 |
| 240 | 33,48 | 16,76 | 1766 | 3,881 | 4,29 | 1,06 | 1,61 |
| 250 | 39,776 | 19,98 | 1715 | 4,158 | 4,52 | 0,916 | 1,68 |
| 260 | 46,94 | 23,72 | 1661 | 4,468 | 4,8 | 0,794 | 1,75 |
| 270 | 55,05 | 28,09 | 1605 | 4,815 | 5,11 | 0,688 | 1,82 |
| 280 | 64,19 | 33,19 | 1542 | 5,234 | 5,48 | 0,6 | 1,9 |
| 290 | 74,45 | 39,15 | 1476,3 | 5,694 | 5,83 | 0,526 | 2,01 |
| 300 | 85,92 | 46,21 | 1404,2 | 6,281 | 6,27 | 0,461 | 2,13 |
| 310 | 98,7 | 54,58 | 1325,2 | 7,118 | 6,84 | 0,403 | 2,29 |
| 320 | 112,9 | 64,72 | 1237,8 | 8,207 | 7,52 | 0,353 | 2,5 |
| 330 | 128,65 | 77,1 | 1139,7 | 9,881 | 8,26 | 0,31 | 2,86 |
| 340 | 246,08 | 92,76 | 1027 | 12,357 | 9,3 | 0,272 | 3,35 |
| 350 | 165,37 | 113,6 | 893,5 | 16,246 | 10,7 | 0,234 | 4,03 |
| 360 | 186,74 | 144 | 719,3 | 23,029 | 12,79 | 0,202 | 5,23 |
| 370 | 210,53 | 203 | 438,4 | 56,525 | 17,1 | 0,166 | 11,1 |

Tabel 4. Vee füüsikalised parameetrid küllastuspiiril

| $t, ^\circ\text{C}$ | $p \cdot 10^{-5}$ Pa | ρ kg/m ³ | c_p kJ/(kg · °C) | $\lambda \cdot 10^2$ W/m · °C | $\nu \cdot 10^6$ m ² /s | $\sigma \cdot 10^5$ N/m | $\beta \cdot 10^4$ 1/°C | Pr |
|---------------------|-------------------------|-----------------------------|-----------------------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------------|----------------------------|-------|
| 0 | 1,013 | 999,9 | 4,212 | 55,1 | 1,789 | 75,6 | -0,63 | 13,67 |
| 10 | 1,013 | 999,7 | 4,191 | 57,5 | 1,306 | 74,1 | +0,7 | 9,52 |
| 20 | 1,013 | 998,2 | 4,183 | 59,9 | 1,006 | 72,6 | 1,82 | 7,02 |
| 30 | 1,013 | 995,7 | 4,175 | 61,8 | 0,805 | 71,2 | 3,21 | 5,42 |
| 40 | 1,013 | 992,2 | 4,174 | 63,5 | 0,659 | 69,6 | 3,87 | 4,31 |
| 50 | 1,013 | 988,1 | 4,175 | 64,8 | 0,556 | 67,6 | 4,49 | 3,54 |
| 60 | 1,013 | 983,2 | 4,179 | 65,9 | 0,478 | 66,2 | 5,11 | 2,98 |
| 70 | 1,013 | 977,8 | 4,187 | 66,8 | 0,415 | 64,4 | 5,7 | 2,55 |
| 80 | 1,013 | 971,8 | 4,195 | 67,5 | 0,365 | 62,5 | 6,32 | 2,21 |
| 90 | 1,013 | 965,3 | 4,208 | 68 | 0,326 | 60,6 | 6,95 | 1,95 |
| 100 | 1,01 | 958,4 | 4,22 | 68,3 | 0,295 | 58,8 | 7,52 | 1,75 |
| 120 | 1,99 | 943,1 | 4,25 | 68,6 | 0,252 | 54,8 | 8,64 | 1,47 |
| 140 | 3,61 | 926,1 | 4,287 | 68,5 | 0,217 | 50,7 | 9,72 | 1,26 |
| 160 | 6,18 | 907,4 | 4,346 | 68,3 | 0,191 | 46,6 | 10,7 | 1,1 |
| 180 | 10,03 | 886,9 | 4,417 | 67,5 | 0,173 | 42,3 | 11,9 | 1 |
| 200 | 15,55 | 863 | 4,505 | 66,3 | 0,158 | 37,7 | 13,3 | 0,93 |
| 220 | 23,2 | 840,3 | 4,614 | 64,5 | 0,148 | 33,2 | 14,8 | 0,89 |
| 240 | 33,48 | 813,6 | 4,756 | 62,8 | 0,141 | 28,5 | 16,8 | 0,87 |
| 260 | 46,94 | 784 | 4,949 | 60,5 | 0,135 | 23,7 | 19,7 | 0,87 |
| 280 | 64,19 | 750,7 | 5,23 | 57,5 | 0,131 | 19,1 | 23,7 | 0,9 |
| 300 | 85,92 | 712,5 | 5,736 | 54 | 0,128 | 14,4 | 29,2 | 1,97 |
| 320 | 112,9 | 667,1 | 6,574 | 50,6 | 0,128 | 9,81 | 38,2 | 1,11 |
| 340 | 146,08 | 610,1 | 8,165 | 45,7 | 0,127 | 5,67 | 53,4 | 1,39 |
| 360 | 186,74 | 528 | 13,985 | 39,6 | 0,126 | 2,02 | 109 | 2,35 |

Tabel 5. Mõnede vedelike soojusfüüsikalised omadused

| Vedelik | $t, ^\circ\text{C}$ | ρ kg/m ³ | c_p kJ/(kg · °C) | λ W/m · °C | $\nu \cdot 10^6$ m ² /s | Pr |
|----------------|---------------------|-----------------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------------------------|------|
| Bensool | 0 | 900 | 1,5 | 0,15 | 0,965 | 8,76 |
| | 20 | 879 | 1,61 | 0,141 | 0,685 | 6,66 |
| | 50 | 846,6 | 1,78 | 0,139 | 0,518 | 5,6 |
| Difenüül-segu | 100 | 995 | 1,88 | 0,126 | 1,01 | 15 |
| | 130 | 970 | 2,01 | 0,121 | 0,746 | 12 |
| | 160 | 945 | 2,17 | 0,116 | 0,574 | 10,3 |
| | 200 | 912 | 2,34 | 0,111 | 0,446 | 8,6 |
| Masuut | -10 | 888,6 | 1,49 | 0,113 | 83 | 1017 |
| | 0 | 872,5 | 1,545 | 0,112 | 70,5 | 866 |
| | 50 | 862,1 | 1,85 | 0,108 | 7,58 | 111 |
| Metüül-alkohol | 20 | 791 | 2,47 | 0,21 | 0,69 | 6,84 |
| | 50 | 765 | 2,53 | 0,207 | 0,52 | 4,98 |
| Etüül-alkohol | 20 | 789,5 | 2,41 | 0,185 | 1,83 | 18,6 |
| | 40 | 772,5 | 2,62 | 0,178 | 1,4 | 16 |
| | 60 | 754,1 | 2,83 | 0,174 | 0,99 | 12,1 |
| | 80 | 734,8 | 3,04 | 0,159 | 0,6 | 8,4 |

Tabel 6. Kramp'i funktsiooni väärtused (Gauss'i vigade integraal)

| A | erf A | A | erf A | A | erf A | A | erf A |
|------|--------|------|--------|------|--------|------|--------|
| 0 | 0 | 0,5 | 0,5205 | 1 | 0,8427 | 1,5 | 0,9661 |
| 0,02 | 0,0216 | 0,52 | 0,5379 | 1,02 | 0,8508 | 1,52 | 0,9684 |
| 0,04 | 0,0451 | 0,54 | 0,5549 | 1,04 | 0,8586 | 1,54 | 0,9706 |
| 0,06 | 0,0676 | 0,56 | 0,5716 | 1,06 | 0,8661 | 1,56 | 0,9726 |
| 0,08 | 0,0901 | 0,58 | 0,5879 | 1,08 | 0,8733 | 1,58 | 0,9745 |
| 0,1 | 0,1125 | 0,6 | 0,6039 | 1,1 | 0,8802 | 1,6 | 0,9763 |
| 0,12 | 0,1348 | 0,62 | 0,6194 | 1,12 | 0,8868 | 1,62 | 0,978 |
| 0,14 | 0,1569 | 0,64 | 0,6346 | 1,14 | 0,8931 | 1,64 | 0,9796 |
| 0,16 | 0,179 | 0,66 | 0,6494 | 1,16 | 0,8991 | 1,66 | 0,9811 |
| 0,18 | 0,2009 | 0,68 | 0,6638 | 1,18 | 0,9048 | 1,68 | 0,9826 |
| 0,2 | 0,2227 | 0,7 | 0,6778 | 1,2 | 0,9103 | 1,7 | 0,9838 |
| 0,22 | 0,2443 | 0,72 | 0,6914 | 1,22 | 0,9155 | 1,72 | 0,985 |
| 0,24 | 0,2657 | 0,74 | 0,7047 | 1,24 | 0,9205 | 1,74 | 0,9861 |
| 0,26 | 0,2869 | 0,76 | 0,7175 | 1,26 | 0,9252 | 1,76 | 0,9872 |
| 0,28 | 0,3079 | 0,78 | 0,73 | 1,28 | 0,9297 | 1,78 | 0,9882 |
| 0,3 | 0,3286 | 0,8 | 0,7421 | 1,3 | 0,934 | 1,8 | 0,9892 |
| 0,32 | 0,3491 | 0,82 | 0,7538 | 1,32 | 0,9381 | 1,9 | 0,9928 |
| 0,34 | 0,3694 | 0,84 | 0,7651 | 1,34 | 0,9419 | 2 | 0,9953 |
| 0,36 | 0,3893 | 0,86 | 0,7761 | 1,36 | 0,9456 | 2,1 | 0,997 |
| 0,38 | 0,409 | 0,88 | 0,7867 | 1,38 | 0,946 | 2,2 | 0,9981 |
| 0,4 | 0,4284 | 0,9 | 0,7969 | 1,4 | 0,9523 | 2,4 | 0,9989 |
| 0,42 | 0,4475 | 0,92 | 0,8068 | 1,42 | 0,9554 | 2,4 | 0,9993 |
| 0,44 | 0,4662 | 0,94 | 0,8163 | 1,44 | 0,9583 | 2,5 | 0,9996 |
| 0,46 | 0,4847 | 0,96 | 0,8254 | 1,46 | 0,9611 | 2,6 | 0,9998 |
| 0,48 | 0,5027 | 0,98 | 0,8312 | 1,48 | 0,9637 | 2,7 | 0,9999 |

Tabel 7. Mõnede ainete ja materjalide füüsilised parameetrid.

KASUTATUD KIRJANDUS

1. A. Kull, L. Mikk, A. Ots “Soojustehnika”, Tallinn, 1966
2. M. Baskirtsev, N. Bubõr, N. Minajev, D. Ontukov “Osnovõ požarnoi teplofizikij, Moskva, 1984
3. D. Drysdale “Tulekahju dünaamika”, SKA, Tallinn, 2003
4. H. Käär, H. Suik “Inglise-eesti-vene soojustehnika sõnastik”, Tallinn, 1997
5. I. Abduragimov jt “Protsessõ gorenija”, Moskva, 1984
6. V. Hyttinen “Palofysiikka”, Kuopio, 2000
7. “SFPE Handbook of Fire Protection Engineering”, 2-nd Ed., Boston, Massachussets, 1995
Ch 1-2 Conduction of Heat in Solids
Ch 1-3 Convection Heat Transfer
Ch 1-4 Radiation Heat Transfer
8. J. Holmann “Heat Transfer “, 7-th Ed, McGraw-Hill Inc., 1990