

Loeng 10. Soojusmasinad

18. saj. lõpus, kui arenev tööstus hakkas nõudma suurel hulgal mehaanilist energiat, leiutati paljudes vee- ja tuuleenergiat mitte omavates kohtades auru jõul töötavaid seadmeid. Need nn. **atmosfäärimasinad** koosnesid tavaliselt silindrist, milles keeva vee aur tõstis üles raske kolvi. Kolvi jõudmisel silindri külgeoleva avani väljus aur atmosfääri ning kolb langes alla. Sellised masinad tulid edukalt toime vee pumpamise või raskuste tõstmisega, kuid ei suutnud anda tööstusmasinatele vajalikku stabiilse kiirusega pöörlemist. Probleemi lahendas James Watt 1788. a., leiutades tänaseni kasutusel oleva aurumasinana.

Soojusmasin = seade, mis muudab soojusenergia mehaaniliseks tööks.

Masina tööks vajalikku soojust võib saada kütuste põletamisel, päikese- või tuumaenergiast, vulkaanilistes piirkondades kasutatakse ka Maa-sisest (geotermaalset) soojust. Mehaaniline töö tehakse gaaside paisumisel; et aga masin töötaks pidevalt, tuleb paisunud gaas uuesti algolekusse kokku suruda. Kuidas seda teha nii, et masin töötaks stabiilselt ja ökonoomselt, on tänaseni üks tähtsamaid tehnoloogilisi probleeme.

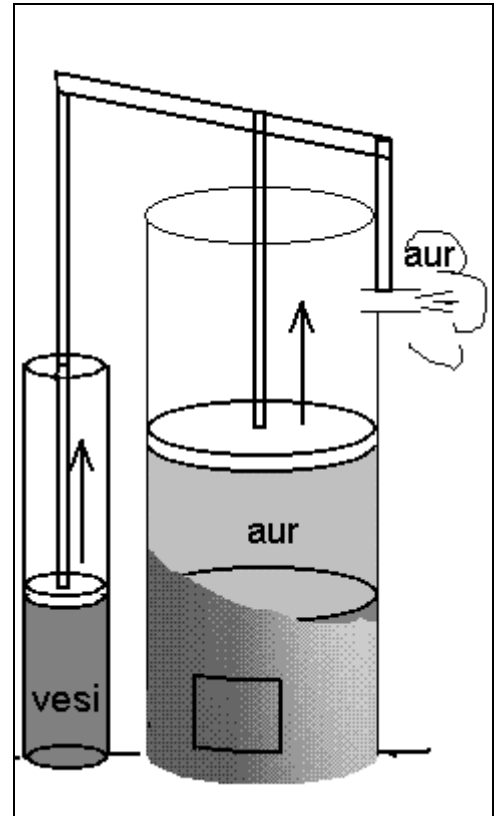
Klassikaline (Newtoni seadustel põhinev) termodünaamika lähtub kolmest aluspostulaadist, mida nimetatakse **termodünaamika printsiipideks** ja nummerdatakse nagu Newtoni seaduseidki - esimesest kolmandani. Nagu mehaanika liikumisintegraalid, kujutavad ka termodünaamika printsiibid loodusseadustest tulenevaid **tehnoloogilisi piiranguid**. Nende tundmine kuulub seega inseneri kohustusliku alghariduse juurde.

Gaasi töö. Kulgliikumise töö valemid on lihtsalt kohandatavad gaaside paisumisele. Meie lihtsamas katseseadmes - silindris liikuva kolvi korral - on

$$A = \vec{F} \Delta \vec{s} = p(\vec{S} \Delta \vec{s}) = p \Delta V,$$

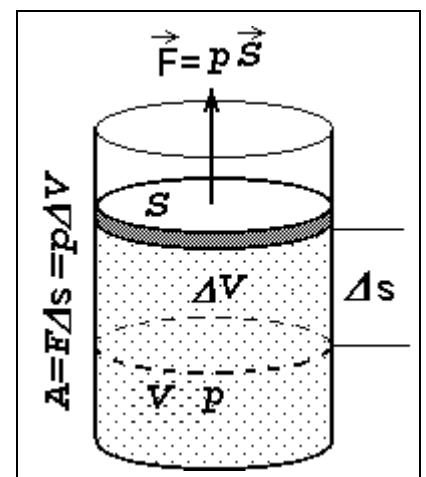
kus $\vec{S} \Delta \vec{s} = \pm \Delta V$, st. ruumala, mille võrra suurenes või vähenes kolvi alla jääv ruum. Nagu jooniselt näeme, on pindala vektor suunatud silindrist väljapoole, seega vastab ruumala suurenemisele ΔV positiivne, vähenemisele aga negatiivne väärtus. Tulemus on igati loogiline: paisumisel gaas **teeb** tööd, tema kokkusurumiseks peab aga keegi teine tööd tegema. Saadud lihtne valem eeldab, et gaasi rõhk jääb kogu paisumise vältel konstantseks. Kui rõhk muutub, saab ka valem keerulisema kuju - ja jällegi on see sarnane kulgliikumise töö valemiga:

95% tänapäeva energetikast põhineb soojusmasinatel.



XVIII saj. atmosfäärimasin.

Jämedamas silindris keeb vesi, peenema abil pumbatakse vett kaevanduskäikudest.



Kolvi liikumisel tehtav töö on võrdeline gaasi rõhuga ning kolvialuse ruumala juurdekasvuga.

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV \iff A = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F} d\vec{r}.$$

Soojusmasinate poolt tehtav töö saadakse gaaside paisumisest.

Siiski - kuna rõhk on skaalar, jäävad gaasi paisumise valemid (väliselt!) mõnevõrra lihtsamateks. Matemaatiliselt on see lihtsus aga petlik, kuna nüüd on meil tegu mitte joon-, vaid ruumintegraalidega. Arvuti jaoks on see muidugi ükspuha.

Töö isoprotsessidel. Nagu mehaanikas tahkete kehade liikumisel, arvutatakse ka gaasi paisumisel tehtav töö integraalina, süsteemi alg- ja lõppolekust lähtudes. Neid olekuid seob olekuvõrrand. Kõige lihtsam on rehkendada nn. **isoprotsesse**, kus üks parameetritest on konstantne:

1. Isohoorilise protsessi korral on ruumala konstantne, gaas ei paisu ja järelikult tööd ei tee;
2. Isobaarilisel protsessil, kus rõhk konstantne, kehtib lihtne valem:

$$A = p\Delta V = p(V_2 - V_1);$$

3. Isotermilisel protsessil tuleb avaldada rõhk ruumala ja temperatuuri kaudu ning lahendada diferentsiaalvõrrand:

$$dA = p(V)dV.$$

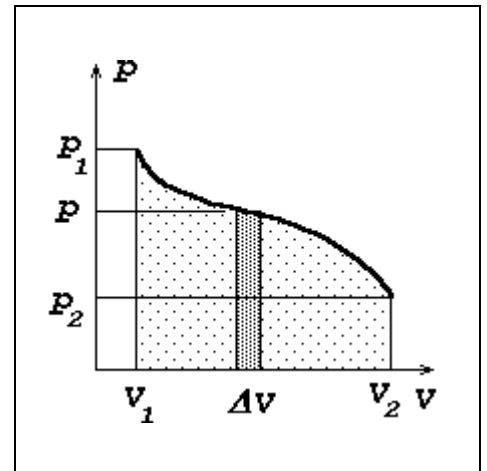
Avaldame p olekuvõrrandist:

$$p = \frac{mRT}{\mu V} \Rightarrow dA = \frac{mRT}{\mu} \frac{dV}{V},$$

millest pärast integreerimist saame

$$\begin{aligned} A &= \frac{mRT}{\mu} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \\ &= \frac{mRT}{\mu} (\ln V_2 - \ln V_1) = \frac{mRT}{\mu} \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right). \end{aligned}$$

Küsimus: Kas suudate leida valemi, kus isotermilise protsessi töö leitakse gaasi alg- ja lõpprõhu kaudu?



Töö kui integraal:

$dA = p dV$; kõvera alla jääv pindala saadakse lõpmata väikeste ristkülikute pindalade summana.

Protsesside, mille käigus muutuvad kõik kolm olekuparameetrit, töö arvutamine on keerulisem. Siin tulevadki appi termodünaamika printsiibid, mida võib pidada mehaanika liikumisintegraalide analoogideks.

Termodünaamika I printsiip kujutab endast energia jäävuse seaduse kirjapanekut:

Gaasile antav soojushulk on võrdne siseenergia juurdekasvu ning paisumisel tehtava töö summaga.

$$Q = \Delta U + A.$$

Täpsustame selle võrrandi liikmete tähendust.

- "Soojushulk" on, nagu ka eelmistes loengutes, gaasile juurde antav energia. Selle tagajärjel tõuseb gaasi temperatuur, mis molekulaarfüüsika seisukohalt tähendas tema molekulide kineetilise energia kasvu.
- Seda "sisemist" energiat väljendabki võrrandi järgmine liige:
Siseenergia = keha (gaasi) võime teha tööd sisemiste (mikro)protsesside arvelt

Siseenergia liike on palju: kütuste keemiline energia, tuumaenergia, ergastatud aatomite energia, jms. Kui tegu on ideaalse gaasiga, samastatakse siseenergia molekulide kineetilise energiaga. Teisi energialiike sel juhul ei arvestata.

- Täpsustus "töö paisumisel" on samuti oluline: nagu energeetilistes protsessides ikka, vajab märgiprobleem eelnevat kokkuleppimist. Antud juhul on nii Q kui ΔU juurdekasvud. Gaasi paisumine vähendab siseenergiat ja tuleb seega kompenseerida suurema soojushulga andmisega - seetõttu on A märk positiivne. Ka kokkusurumisel tehakse tööd, aga kuna see töö suurendab siseenergiat, peab ta valemis olema negatiivne.

Termodünaamiline protsess on üldnimetus kõigi olekutevaheliste üleminekute kohta. Termodünaamika I printsiip koos olekuvõrrandiga lubab meil leida valemid selliste protsesside jaoks, kus ülemineku tee (vaheolekute pidev jada) on protsessi olemuse poolt ette määratud. Suhteliselt lihtsad valemid saame **isoprotsesside korral**:

→ Isohooriline protsess: $V = \text{const}$, $A = 0$.

Et mittepaisuv gaas tööd ei tee, on kogu soojushulk võrdne siseenergia muutusega:

$$Q = \Delta U = \frac{m}{\mu} C_V \Delta T.$$

Termodünaamika I printsiip väljendab energia jäävuse seadust gaasi paisumisel.

Ideaalse gaasi siseenergiaks on tema molekulide kineetiline koguenergia.

→ Isobaariline protsess: $p = \text{const}$, $A = p\Delta V = \frac{m}{\mu}R\Delta T$
(Mayeri valemist).

I printsiibi võrrand:

$$Q = \frac{m}{\mu}C_p\Delta T = \frac{m}{\mu}C_v\Delta T + p\Delta V.$$

→ Isotermiline protsess: et $T = \text{const}$, siis $\Delta U = 0$ ja

$$Q = A$$

Protsessidest, kus muutuvad kõik kolm olekuparameetrit, on tähtsaim **adiabaatiline protsess**. See on protsess, mis toimub soojusvahetuseta ($Q = 0$). Adiabaatilise protsessi korral

$$A = -\Delta U = -\frac{m}{\mu}C_v\Delta T.$$

Keerulisem on lugu olekuvõrrandiga, mis tuleb viia nn.

polütroobi kujule. Polütroobiks (kr *polü* = mitme + *tropos* = suund) nimetame sõltuvust $pV^n = \text{const}$, kus astendaja n võib omada suvalist väärtust. Nii võiks polütroopseiks lugeda ka isotermilist ($n = 1$) ja isegi isobaarilist ($n = 0$) protsessi.

Adiabaadi võrrandi leidmiseks asendame rõhu p olekuvõrrandist ruumala ja temperatuuri kaudu. Lihtsuse mõttes loeme gaasi hulga võrdseks ühe mooliga ($z = m/\mu = 1$). Saame:

$$dA = pdV = \frac{RTdV}{V} = -C_vdT = -dU.$$

Ilmselt kujutab see lõigukest adiabaatilist protsessi pV - diagrammil kujutavast kõverast. Kogu kõvera saame, eraldades muutujad ning integreerides:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{R}{C_v} \frac{dV}{V} \implies \ln T = -\frac{R}{C_v} \ln V + \text{const.}$$

$$\implies \ln T + \frac{R}{C_v} \ln V = \ln(TV^{R/C_v}) = \text{const}$$

$$\implies TV^{R/C_v} = \text{const.}$$

Kui asendada siia olekuvõrrandist $T = (pV)/R$, saame

$$pV V^{\frac{R}{C_V}} = pV^{1+\frac{R}{C_V}} = pV^{\frac{R+C_V}{C_V}} = pV^{\frac{C_P}{C_V}} = pV^\kappa = \text{const.}$$

See ongi adiabaadi võrrand, mida nimetatakse ka **Poissoni võrrandiks**.

Astendajat $\kappa = \frac{C_P}{C_V}$ (moolsoojuste suhe) nimetatakse adiabaadi astendajaks ja teda on lihtne leida vabadusastmete arvu i järgi:

$$\kappa = \frac{i+2}{i}$$

Küsimus: Kas oskate näidata, et Poisson'i võrrand kehtib suvalise ainehulga jaoks?

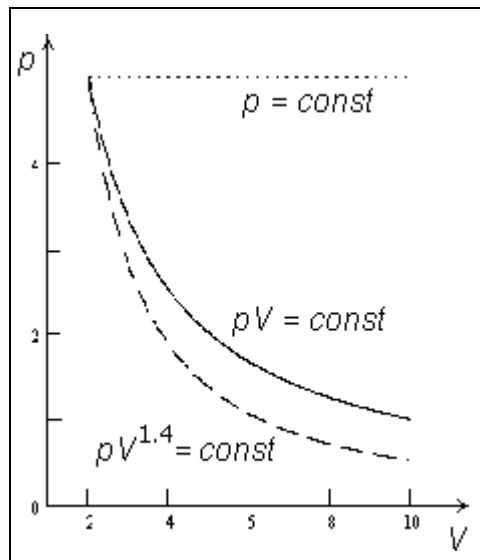
pV- diagramm. Gaasi töö piltlikuks kujutamiseks sobib kõige paremini graafik, mille telgedeks on rõhk ja ruumala.

Et gaasi töö kujutab nende kahe suuruse korrutist, on sellisel pV-diagrammil gaasi poolt (või tema kallal) tehtud töö võrdne kõvera ja p-telje vahele jääva pindalaga. See, integraalarvutuse õpikutest hästi tuntud "kõverjooneline trapets" on alati arvutatav, kui on vaid teada rõhu sõltuvus ruumalast.

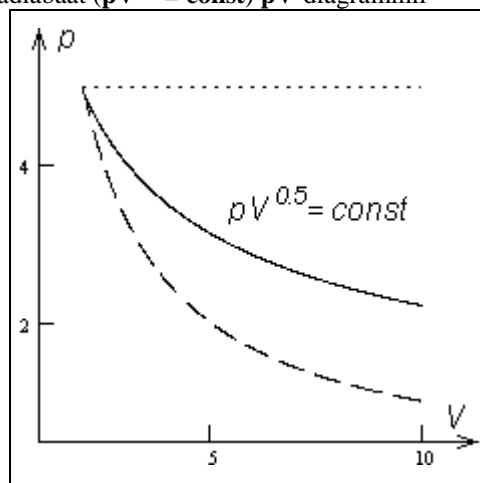
Toome lehe serval ära kõigi loetletud protsesside graafikud pV-teljestik (pV-diagrammid).

Termodünaamika II printsiip. Tuleme tagasi soojusmasina probleemi juurde. Võtame ette "tühja" pV-diagrammi ja paneme sellele kahte "olekut" A ($p_1 V_1$) ning B ($p_2 V_2$) kujutavad punktid. Üleminek ühest olekust teise võib toimuda erinevaid teid pidi, ja igale teele vastab erinev "töö", st. erineva kuju ja pindalaga kõverjooneline trapets.

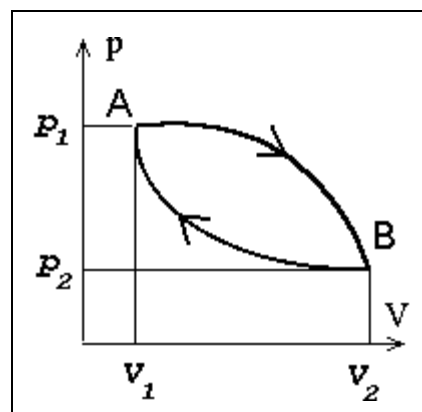
Just siin peitubki soojusmasina ehitamise võimalus. Kui moodustada diagrammil kinnine kõver nii, et gaasi paisumine toimub piki ülemist kõverat (suurem töö), kokkusurumine aga piki alumist kõverat (väiksem töö), kulub kokkusurumiseks vähem energiat kui paisumisel vabaneb.



Isobaar ($p = \text{const}$), isoterm ($pV = \text{const}$) ja adiabaat ($pV^{1.4} = \text{const}$) pV-diagrammil



Polütroop indeksiga $n = 0.5$ pV-diagrammil. Punktiiriga on antud isobaar ($n = 0$) ja isoterm ($n = 1$).



Ringprotsess pV-diagrammil. Üleminekud olekust A olekusse B ja tagasi toimuvad erinevaid teid mööda. Kui protsess kulgeb noolega näidatud suunas, on töö paisumisel (ülemine kõver) suurem kui töö kokkusurumisel (alumine kõver).

Selline masin võib toota mehaanilist või elektrienergiat gaasi siseenergia, st. soojuse arvel.

Ringprotsess = termodünaamiline protsess, mille lõppolek langeb ühte algolekuga.

Joonistelt on näha, et kasulik töö tekib ringprotsessil siis, kui **kokkusurumine toimub madalamal rõhul, kui paisumine**. Et väiksem rõhk antud ruumala juures tähendab madalamat temperatuuri, **tuleb töötavat gaasi enne kokkusurumist jahutada, pärast kokkusurumist aga soojendada**.

Seega koosneb soojusmasin kolmest osast:

- soojusallikast, kus kütuse põletamisel tõstetakse gaasi temperatuuri;
- tööorganist (silindris liikuv kolb), kus gaasi paisumisel tehakse mehaanilist tööd;
- jahutajast, kus silindris oleva gaasi temperatuuri alandatakse enne järgnevat kokkusurumist.

On selge, et ka jahutaja poolt ärajuhitud soojushulk Q_2 pärineb soojendilt, seega ei muutu kasulikuks tööks mitte kogu energia:

Soojusmasina kasutegur = masina poolt tehtava töö ja soojendilt saadud energia suhe:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Kuna kasutegur oli jõumasinate tähtsaim majanduslik näitaja (ning osutus äärmiselt väikeseks - esimestel aurumasinatele vaid paar protsenti), oli möödunud sajandi alguse füüsikutel kasuteguri probleemiga hulk tegemist.

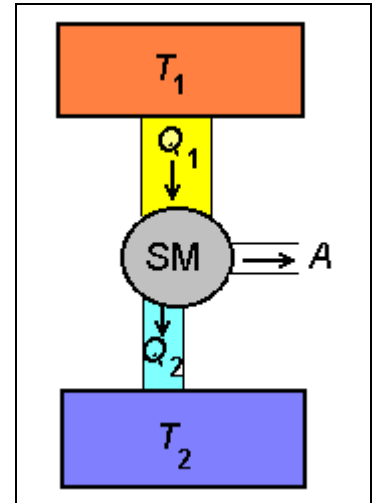
See uurimistöö lõppes termodünaamika teise printsiibi formuleerimisega R. Clausiuse poolt 1850. a.:

Pole võimalik ehitada masinat, mis muudaks temale antud soojuse täielikult tööks.

Soojus ei voola iseenesest külmemalt kehalt soojemale

Teist liiki *perpetum mobile* on võimatu

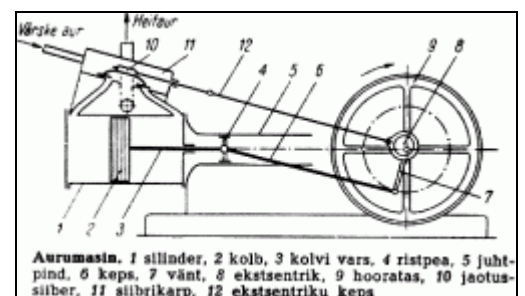
Et soojusmasin töötaks (toodaks energiat), tuleb gaasi enne paisumist soojendada, enne kokku surumist aga jahutada.



Soojusmasina skeem.

Soojusallikalt saadav energiahulk Q_1 jaguneb masinas kasulikuks tööks A ning jahutajale antavaks jääksoojuseks Q_2 .

Kasutegur näitab, kui suur osa kasutatud soojusest muudetakse mehaaniliseks tööks.

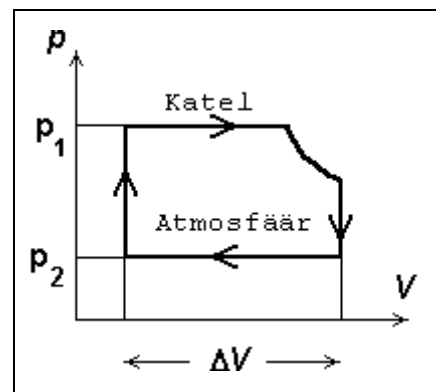


Aurumasin

Need on printsiibi sagedamini esinevad sõnastused. Aga vaatame, kõigepealt ikkagi, millega on tegemist. Tänapäeval kasutatavates jõumasinate kasutatakse põhiliselt kolme tsükli:

- **Aurumasin (J. Watt 1788) - Rankine'i tsükkel:**

Tsükli moodustavad kaks isobaari -katla rõhul toimuv paisumine ja kondensori rõhul (ligikaudu välisrõhk) toimuv "kokkusurumine", mis tegelikult tähendab ruumala vähendamist auru välja juhtimise teel. Lõigatud nurk vastab pärast sisselaskesiibri sulgumist ja enne väljalaskeklapi avanemist toimuvale adiabaatilisele paisumisele.



Aurumasinatöötsükli pV-diagramm

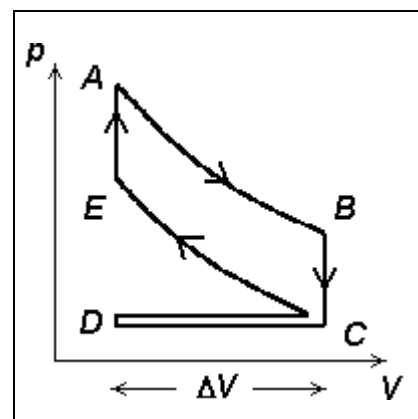
Kasutegur sõltub katla rõhust; algul oli see suhteliselt madal (alla 2 atm., temperatuur 390K); hiljem tõsteti rõhku kuni 10 atmosfääriini. Sellele vaatamata jääb aurumasinatöötsükli kasutegur 10% piiridesse.

- **Bensiinimootor (C. Benz 1879) - Otto tsükkel**

Tsükkel koosneb kahest adiabaadist:

- paisumine **AB** ja
- kokkusurumine **CE**, mille vahel toimub
- gaasivahetus **CDC** välisrõhul.

Rõhu (temperatuuri) tõstmine toimub küttesegu plahvatusena (**EA**), rõhu langus **BC** tähendab gaasi väljalaskmist.

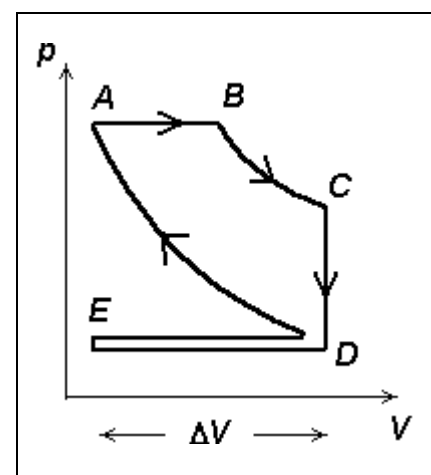


Bensiinimootoritöötsükkel.

Et plahvatusetemperatuur on kõrge (**$T > 1000$ K**), on kõrgem ka kasutegur. Piiri paneb kütuse detonatsioon temperatuuri liig suure tõusu korral kokkusurumise käigus.

- **Diiselmootor (R. Diesel 1893) - Diesel'i tsükkel**

Sarnaneb põhijoontes Otto tsüklile; erinevus seisneb plahvatusasendamisel põlemisega kütuse sissepritsimisel leekpunktist (kütuse isesüttimistemperatuur) kõrgema temperatuurini kokkusurutud õhus. Seetõttu toimub põlemine kõrgemal temperatuuril ning ka kasutegur on kõrgem. Pealegi kasutab diiselmootor odavamast kütust.



Diiselmootoritöötsükkel.

Mootorite analüüs ja võrdlus pole üldfüüsika aine. Kõik toodud tsüklid sisaldavad kontakti väliskeskkonnaga, mistõttu nende termodünaamiline arvutus on raskendatud. Soojusmasina **teoreetilise kasuteguri** leidmiseks kasutas prantsuse insener S. Carnot spetsiaalselt konstrueeritud tsükli.

Teoreetiline kasutegur - Carnot' tsükkel Oma valemi tuletamisel lähtus Carnot' asjaolust, et suvalist kinnist tsükli pV - diagrammil saab esitada lõpmata väikeste, suvaliselt ülesehitatud tsüklite summana täpselt samuti, nagu tehakse matemaatikas pindintegraalide arvutamisel. Seega on otstarbekas valida elementaartsükliks võimalikult lihtsasti arvutatavate protsessidega piiratud tsükkel. Niisugusteks protsessideks on adiabaat (ei toimu soojusülekanne) ning isoterm (soojusülekanne toimub konstantsel temperatuuril).

Kahest isotermist ning kahest adiabaadist koosnevat ringprotsessi nimetatakse Carnot' tsükliks.

Arvutame Carnot' tsükli töötava soojusmasina kasuteguri. Selleks peame kogu tsükli vältel tehtava töö

$$A_1 + A_2 + A_3 + A_4$$

jagama gaasile isotermilisel paisumisel antava soojushulgaga

$$Q_1 = A_1 = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Töö isotermilisel kokkusurumisel avaldub samasuguse valemiga

$$Q_3 = A_3 = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3}.$$

Et adiabaatilisel protsessil soojusvahetust ei toimu, saame

$Q_2 = Q_4 = 0$ ning $A_2 = -A_4 = \frac{m}{\mu} C_V \Delta T$. Kasuteguri valemiks saame seega

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1}.$$

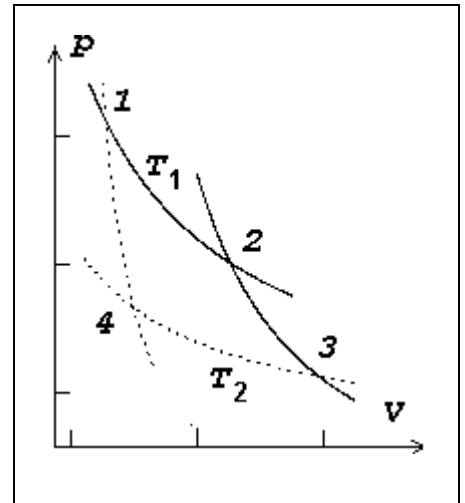
Asendades siia Q_1 , Q_2 ning taandades $\frac{m}{\mu} R$, jääb valem

$$\eta = \frac{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} + T_2 \ln \frac{V_4}{V_3}}{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}.$$

Seose V_2/V_1 ja V_4/V_3 vahel saame adiabaadi võrrandist $TV^{R/C_V} = \text{const}$:

$$T_1 V_2^{R/C_V} = T_2 V_3^{R/C_V}$$

$$T_1 V_1^{R/C_V} = T_2 V_4^{R/C_V}.$$



Carnot' tsükkel koosneb kahest isotermist (1 - 2 ja 3 - 4) ning kahest adiabaadist (2 - 3 ja 4 - 1).

Jaganud võrrandid omavahel, taandanud temperatuurid ning kaotanud astendaja, saame

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \implies \ln \frac{V_4}{V_3} = -\ln \frac{V_2}{V_1}$$

ja asendades selle kasuteguri valemisse, saame lõplikult

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Näeme, et soojusmasina **teoreetiline kasutegur sõltub üksnes temperatuuridest**. Järelikult pole mingite konstruktsiooniliste nippidega võimalik antud temperatuuride korral kasutegurit suurendada.

Kasuteguri parandamiseks on vaid kaks teed: kas tõsta soojusallika temperatuuri või alandada jahutaja oma. Tehnikas paneb esimesele piiri materjalide vastupidavus kõrgetel temperatuuridel, teisele aga töökeskkonna temperatuur.

Carnot' tsükli kasutegur sõltub ainult paisumise ning kokkusurumise temperatuuridest.

Kui aga rääkida teoreetilistest võimalustest, siis on oluline hoopis teine aspekt: **kasutegur on alati väiksem ühest** (välja arvatud juht, kui $T_2 = 0$ K). Seega

Pole võimalik ehitada masinat, mis muudaks kogu temale antava soojuse mehaaniliseks tööks.

See ongi **termodünaamika II printsiibi** klassikaline sõnastus.

Võiksime ju vaielda, et kui ikkagi $T_2 = 0$, siis $\eta = 1$.

Paraku pole seegi võimalik - jahutaja mõte seisneb selles, et me peame talle **üle andma mingi soojushulga $Q_2 \neq 0$** . Niipea, kui me seda teeme, muutub jahutaja temperatuur nullist erinevaks ning kasutegur väiksemaks ühest.

Pilt on analoogiline *perpetum mobile* omaga mehaanikas: mehaanika seadused ei keela igiliikurit, küll aga masinat, mis teeb tööd eimillegi arvel. (Selle pärast nõutigi keskaegsetelt leiduritelt, et nende tehtud masin mitte ainult ei liiguks, vaid teeks ka tööd - näiteks pumpaks vett madalamast anumast kõrgemasse.)

Analoogia tõttu nimetatakse vahel ka soojust täielikult tööks muutvat seadet "teist liiki *perpetum mobile*".

Külmutusmasin ja soojuspump. Kujutame ette soojusmasinat, mis töötab seniste näidetega võrreldes **pööratud tsükliga**, st. kokkusurumine toimub kõrgemal, paisumine aga madalamal rõhul (temperatuuril).

Valemeist järeldub, et kasulik töö $A = A_1 + A_2 + A_3 + A_4 < 0$, seega tuleb sellise masina käigus hoidmiseks **kulutada mehaanilist energiat**.

Teine iseärasus on see, et kuna protsessid kulgevad vastassuunas, siis tuleb seal, kus varem energiat juurde anti (soojendati gaasi), seda nüüd ära võtta; seal aga, kus varem energiat ära viidi (jahutati gaasi), nüüd soojendada. Et pV -diagrammil madalamad kõverad tähendavad ka madalamat temperatuuri, siis pööratud tsükli korral võetakse soojust külmemalt keskkonnalt ning antakse üle soojemale.

Selline mehhanism kannab külmutusmasina nimetust, kuna ta võimaldab alandada mingi piirkonna (ruumiosa) temperatuuri. Tuntuimaks sedalaadi seadmeks on külmutuskapp, kus sisetemperatuur viiakse välistemperatuurist madalamaks, pumbates soojust kapi jahutusradiaatorist (madalrõhukamber) väljaspool kappi olevasse kõrgrõhukambrisse, kus teda enne uut paisumist jahutatakse.

Ühe dzauli suuruse tööga külmkambrist välja viidavat soojushulka nimetatakse **külmutusteguriks**:

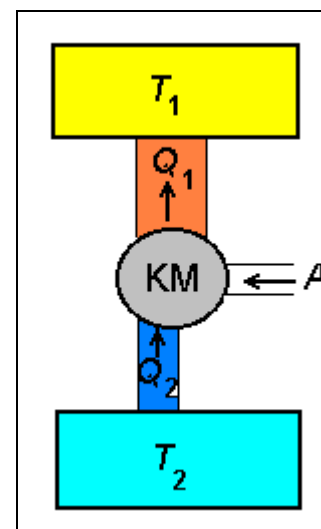
$$K = \frac{Q_2}{A} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Saadud valem osutab kahele faktile: esiteks on külmutustegur seda väiksem, mida suurem on temperatuuride vahe ja mida madalam saavutatav temperatuur. Teiseks, meie igapäevaste temperatuuride juures on soojuste ümberpumpamine madalama temperatuuriga keskkonnast soojemasse (õuest tuppa) energeetiliselt kasulik, kui sama energiahulga kulutamine vahetult kütmiseks.

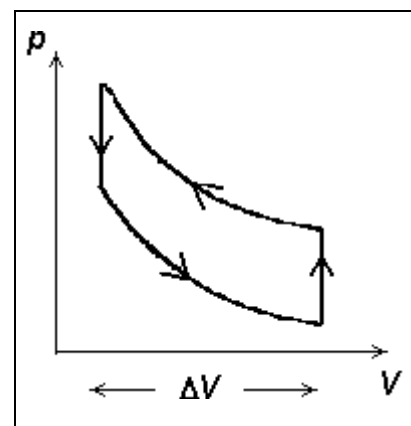
Seadeldist, mis töötab külmutusmasina põhimõttel, aga on ette nähtud mitte teatud ruumi jahutamiseks, vaid soojendamiseks madalama temperatuuriga (välis)keskkonna arvel, nimetatakse **soojuspumbaks**.

Kordajat, mis näitab, kui palju soojust on võimalik ühe dzaulise tööga "tuppa tuua", nimetatakse **soojendusteguriks** ja tema valem on:

$$K_{sp} = \frac{Q_1}{A} = \frac{Q_1}{Q_1 - Q_2} = \frac{T_1}{T_1 - T_2}.$$



Külmutusmasin. Jahutatavast kambrist (temperatuur T_2) viiakse soojushulk Q_2 üle soojemasse keskkonda (temperatuur T_1). Selleks tuleb teha tööd (A).



Külmutusmasina pV -diagramm. Tsükkel kulgeb vastupidises suunas, masin tarbib energiat.

Külmutusmasin võib töötada ka soojuspumbana. Sel juhul loetakse "kasulikuks" mitte jahutajalt võetavat soojushulka Q_2 , vaid soojendatavasse ruumi viidavat soojushulka Q_1 .

Seega saab kahekümnekraadise temperatuuride vahe korral ühe dzauliga "üle pumbata" kuni 15 J soojust (temperatuuri 27° C ehk 300 K juures). Samal ajal tuleb absoluutse nulli lähedastel temperatuuridel iga üleviidava dzauli kohta kulutada sadu või tuhandeid dzaule mehaanilist tööd.

Siit veel üks termodünaamika II printsiibi sõnastus:

Temperatuuri 0 K pole võimalik saavutada.

Entroopia kasvu seadus - termodünaamika III printsiip.

Taandatud soojust. Teisendame ideaalse soojustmasina kasuteguri avaldist:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

$$\Rightarrow 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

$$\Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \Rightarrow \frac{Q}{T} = \text{const.}$$

Suurust Q/T nimetas Clausius **taandatud soojuseks** ning formuleeris termodünaamika II printsiibi kui taandatud soojuse säilivuse ideaalsel protsessil.

Taandatud soojus on seda suurem, mida madalamal temperatuuril toimub soojusülekanne.

Tegelikult sõnastas Clausius oma seaduse pisut teisiti, võrratusena.

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

Kui vaadelda soojustmasinat töötava keha (gaasi) seisukohalt, siis on Q_1 positiivne (keha sai soojust juurde); Q_2 aga negatiivne (soojust anti ära). Vastavalt on eri märkidega ka taandatud soojused.

Teiseks: *ideaalne masin* tähendas seda, et mingeid muid soojuskadusid peale jahutajale antav soojuse pole - olukord, mida reaalses masinas pole ilmselt võimalik saavutada. Seega reaalse masina kasutegur tuleb ideaalse omast väiksem, mis omakorda tähendab, et temperatuuril T_2 üle kantav soojushulk Q_2 peab olema suurem, kui ideaalses masinas.

"Idealseks" nimetatakse termodünaamikas protsesse, mis võivad kulgeda mõlemas suunas (protsessid on pööratavad)

Tulemuseks on taandatud soojuste ebavõrdsus, mis viib nn.

Clausiuse võrratusele:

$$\frac{|Q_1|}{T_1} < \frac{|Q_2|}{T_2} \Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0,$$

kus võrdusmärk käib ideaalse, võrratusemärk aga reaalse masina kohta. Seega "mitteideaalses" ringprotsessis taandatud soojus väheneb.

Et "taandatud soojus" väljendab energeetilist kvaliteeti, peaks selge olema. Ülekantavast soojushulgast ΔQ saab seda rohkem mehaanilist tööd, mida suurem on ülekandel temperatuuride vahe - st., mida kõrgem on algtemperatuur ja mida madalam lõpptemperatuur. Et temperatuuri languse määrab äraantud soojushulk, on järelikult madalamale temperatuurile antav (suurema taandatud soojusega) soojushulk energeetiliselt efektiivsem.

Entroopia. Et soojusülekanne kvaliteeti lõpuni mõista, tuleks veel lahti saada algtemperatuurist. Defineerime suuruse

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T},$$

oletades, et meil on piisavalt hea reservuaar ülekantava soojushulga mahutamiseks (ilma, et temperatuur muutuks). Suurust S nimetame **entroopiaks** (kr. *entropē* - sees + muundus, eks proovi tõlkida!) ja ta annab veel ühe võimaluse termodünaamilise süsteemi kirjeldamiseks (on käsitletav termodünaamilise funktsioonina).

Põhjus, miks just entroopia on erilise tähelepanu all, on analoogias mehaanikaga: nagu mehaanilise energia, nii ka entroopia muut ei sõltu ideaalse pööratava protsessi korral ülemineku tüübist. Seega on pööratav protsess analoogne konservatiivsete jõududega mehaanikas; mittepööratavus tähendab soojuse dissipatsiooni (hajumist), mis väljendub **entroopia korvamatus kasvus**.

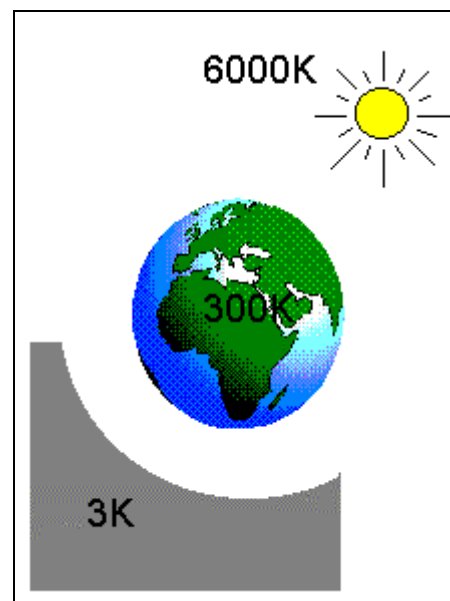
Iga reaalne protsess, nii mehaanikas kui termodünaamikas, viib energia kvaliteedi langusele: esimesel juhul läheb "täielikult kasutuskõlblik" mehaaniline energia üle soojuslikuks (on kasutatav, st moondatav tagasi mehaaniliseks vaid osaliselt); teisel juhul väheneb entroopia kasvu tõttu soojuse kasutatavuse aste (väheneb temperatuuride vahe).

Kui meil on kinnine tsükkel, mille mingil lõigul on protsess mittepööratav, saame ühe tsükli jaoks entroopia kasvu

$$\Delta S = \oint \frac{dQ}{T} > 0,$$

n tsükli jaoks n korda rohkem jne.

Nernst'i teoreem. Et hinnata süsteemi koguentroopiat, tuleb nagu potentsiaaligi korral sisse tuua normeeriv tingimus. Erinevalt mehaanikas kasutatavatest argumentidest on aga temperatuuriskaala ühelt poolt piiratud absoluutse nullpunktiga.



Maapealse heaolu looduslik alus: Maad soojendav Päike ($T=6000K$) ja jahutajana toimiv maailmaruum ($3K$). Kasutegur 99.95%.

See võimaldas W. Nernst'il 1906. a. tõestada teoreemi

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0,$$

mida tihti nimetatakse **termodünaamika III printsiibiks**.

Tänu Nernsti teoreemile on süsteemi entroopia arvutatav olekuparameetrite kaudu, mistõttu (erinevalt teistest termodünaamilistest potentsiaalidest) on ta kasutatav **olekufunktsioonina** (võib asendada oleku kirjeldamisel suvalist olekuparameetrit).

Entroopia arvutamiseks peame oskama avaldada soojushulka funktsioonina temperatuurist (õigemini selle funktsiooni tuletist). Näiteks isohoorilise protsessi jaoks

$$S = \int_0^T \frac{dQ}{T} = \int_0^T \frac{1}{T} \left(\frac{dQ}{dT} \right)_{V=\text{const}} dT = \int_0^T C_V \frac{dT}{T}.$$

Paistaks nagu lihtne, aga kes julgeb öelda, milline on isohooriline moolsoojus absoluutse nulli lähedastel temperatuuridel?

Entroopia kasvu seadus.

Isoleeritud (kinnise) süsteemi entroopia ei kahane.

Kui ei kahane, siis võib ta kas kasvada või jääda konstantseks. Esimene väide käib suvalise, teine ainult pööratavate protsesside kohta. Täpselt niisamuti, nagu oli energiaga kinnises süsteemis: kui jõud olid konservatiivsed, jäi energia konstantseks, kui mitte, siis energia kahanes. Ainult et kui energia tähistas **töövõimet**, siis entroopia hulk näitab **töövõimetust**. Et seda häirivat erinevust kaotada, kasutatakse mõnikord **negentroopia** mõistet - see oleks siis sama, mis entroopia, ainult vastasmärgiga.

Termodünaamilised potentsiaalid. Kolm olekuparameetrit moodustavad (matemaatilise) kolmruumi, protsesse kirjeldavad selles pinnad ja jooned. Tekib kiusatus termodünaamikat "geometriseerida". Nagu mehaanikas, saab ka siin konstrueerida potentsiaalivälju, mille kaudu saab lihtsustada protsesside arvutamist.

Kui entroopia välja jätta, kasutatakse nelja potentsiaali:

1. Siseenergia: $U = zC_V \cdot T$ (z on ainehulk moolides);
2. Vabaenergia: $F = U - TS$ - väljendab "kättesaadavat" energiat antud temperatuuri ja entroopia juures;
3. Entalpia: $H = U + pV$, ka soojusesisaldus - soojusenergiale lisatakse rõhu potentsiaalne energia;

Entroopia väljendab ülekantava soojushulga suhet (jahutaja) temperatuuri. Mida kõrgem on keskkonna temperatuur, seda raskem on toota kasutuskõlblikku energiat.

4. Gibbs'i potentsiaal: $G = U - TS + pV$ oleks siis "vabaentalpia", tegelikult võeti käibelevõrrandite sümmeetria kaalutlustest.

Tänapäeval on termodünaamika suuresti ajalugu; teoreetilistes uuringutes toetatakse rohkem molekulaarfüüsikale koos kvantteooria elementidega. Et aga termodünaamika lubab lihtsate teisenduste abil arvestada ka keemilist energiat, on paljud siinsed meetodid leidnudki tee keemiasse.

Aga see on juba rohkem, kui üldfüüsikale kohane.

"Tõenäosus ja entroopia. Kujutame kahest võrdsest poolest koosnevat anumast, milles asub N osakest. Tõenäosus, et mingi osake asub näiteks vasakpoolses ruumiosas, on $1/2$.

Sarnaste osakeste korral saame tõenäosuse, et vasakus pooles asub $n \leq N$ osakest, arvutada binoomjaotuse abil (nagu "kullikirja" probleemi puhul).

Arvutame näiteks tõenäosused mõnede väikeste n -ide puhul:

$$N = 1: \quad n = 0: 0.5; \quad n = 1: 0.5$$

$$N = 2: \quad n = 0: 0.25; \quad n = 1: 0.5; \quad n = 2: 0.25$$

$$N = 3: \quad \frac{1}{8}; \quad \frac{3}{8}; \quad \frac{3}{8}; \quad \frac{1}{8}$$

$$N = 4: \quad \frac{1}{16}; \quad \frac{4}{16}; \quad \frac{6}{16}; \quad \frac{4}{16}; \quad \frac{1}{16}$$

$$N = 10: \quad \frac{1}{1024}; \quad \frac{10}{1024}; \quad \frac{45}{1024}; \quad \frac{120}{1024}; \quad \frac{210}{1024}; \quad \frac{252}{1024};$$

$$\frac{210}{1024}; \quad \frac{120}{1024}; \quad \frac{45}{1024}; \quad \frac{10}{1024}; \quad \frac{1}{1024}$$

Tõenäosus, et mõlemas pooles on ühepalju osakesi, on **alati suurim** ja mida rohkem on osakesi, seda väiksemaks jääb ebavõrdsete jaotuste tõenäosus.

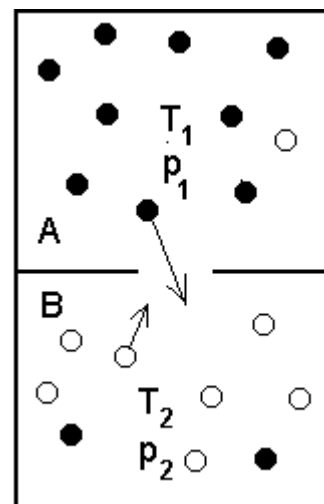
L. Boltzmann seostas selle entroopia väärtusega, tõestades valemi

$$S = k \ln W,$$

kus W on vastava oleku tõenäosus.

Seega vastab maksimaalse entroopiaga olekule alati suurima tõenäosusega olek.

Tulemus on universaalne: ta kehtib nii erinevate gaaside segunemisel kui ka erineva kiiruste jaotusega (temperatuuridega) süsteemide ühinemisel.



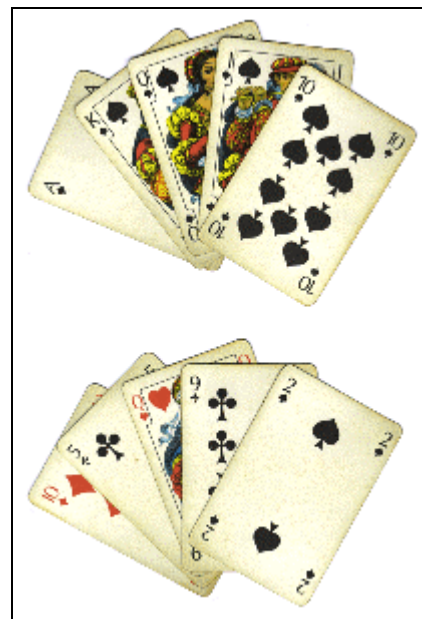
Mittepööratav protsess.

Kui kambreid A ja B ühendav kraan avada, ühtlustuvad kambrites nii rõhud kui temperatuurid. Vastupidise protsessi esile kutsumiseks on vaja väljaspoolt tulevat mõjutust (gaas tuleb tagasi pumbata).

Entroopia kasv on pidurdamatu protsess.

Nimelt selle tõttu toimub temperatuuride ühtlustumine ja soojust üleminek kuumemalt kehalt külmemale. Ka vastupidised protsessid on statistiliselt võimalikud, kuid molekulide väga suure arvu tõttu ülimalt väikese tõenäosusega.

Entroopia kasvu seadus tähendab süsteemide üleminekut maksimaalse tõenäosusega olekusse. Selles seisnebki termodünaamiliste protsesside pöördumatus. Väidetakse, et just paljukomponendiliste süsteemide üleminek suurema statistilise tõenäosusega olekusse määrabki **aja kulgemise suuna - nn. ajanoole**. Mida keerukam on süsteem, mida rohkem see erineb korrapäratust (kaootilisest), seda väiksem on tema entroopia ning seda vältimatult tema iseeneslik lagunemine. Keerulised süsteemid ei teki iseenesest (õigemini - nende iseenesliku tekke tõenäosus on kaduvväike), neid saab ehitada ainult ümbritseva keskkonna entroopia kasvu arvel.



Maailm tunneb vaid üht süsteemi, kus toimub struktuuri üleminek lihtsamalt (suure tõenäosusega) olekult keerulisemale (väiksema tõenäosusega) olekule. See on elusloodus.

Termodünaamika seaduste ilmne rikkumine eluslooduses on tänapäeva teaduse seisukohalt tingitud **informatsiooni kogumisele ja kasutamisele programmeeritud juhtsüsteemist**, mis, töötades molekulaarsel tasemel, säilitab (arenemisvõimeliste liikide kujul) just madalama entroopiaga seisundeid.

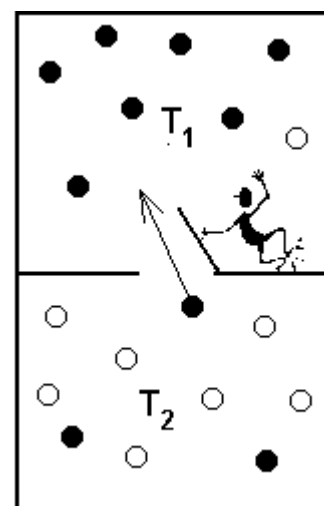
Maxwelli deemon. See on piltlik kujund entroopia kasvu seaduse rikkumise kohta.

Kujutame, et meie kahekambri lise ruumi vaheseinas on uks, mida avab ja sulgeb molekulaarsete mõõtmetega "deemon", avades ukse, kui madalama temperatuuriga ruumist läheneb kiire (või kõrgema temperatuuriga ruumist aeglane) molekul. Eeldades, et ukse avamine ei nõua energiat, saame sel teel tekitada ühes ruumipooles kõrgema temperatuuri teise ruumi temperatuuri languse arvel - seega vähendada summaarset entroopiat. Ainus vajalik tingimus sellise "II liiki *perpetum mobile* valmistamiseks on "informatsiooni kasutav deemon".

Kuidas on lood tegelikult, on lõpuni lahendamata filosoofiline probleem. Matemaatikud on näiteks seisukohal, et entroopia kasvu seadus kehtib ka informatsioonivoogude kohta.

Toon näite: teadmiste mahu plahvatuslik kasv viimase viiekümne aasta vältel on viinud äärmiselt madalale tõenäosuse, et üks indiid (või grupp) suudaks kontrollida saabuva info kvaliteeti. "Deemon", kes veel sada aastat tagasi oli võimeline eristama tõde vales (infot mürast), on nüüdseks oma mõju kaotanud ning kaootiliselt liikuv (väär)informatsioon täidab enamuse inimeste teadvuse.

Monte-Carlo paradoks: mõlemad jaotused on võrd-tõenäosed, kuid omavad kaardimängus väga erinevat väärtust. Kõik õnnemängud tuginevad tõenäosuslikule analüüsile. (Loomulikult mitte mängijate, vaid kasiino omanike huvides.)



Maxwelli deemon: selektiivne värav kahe ruumiosa vahel võimaldaks panna termodünaamilist protsessi külge vastupidises (entroopia kahanemise) suunas.

On see tsivilisatsiooni lõpp? Vaevalt, sest **valik** toimib endiselt. Lihtsamalt öeldes - olemisvõitlus on kandunud **bioloogiliselt tasandilt informatiivsuse tasandile**. Kelle maailmapilt osutub (juhuslikult) sobivaks, elab kriisi üle. Kellel mitte, see läheb pankrotti. Koos kaaslastega. Möödas on vaid aeg, kus ühiskondlik teadvus oli juhitav. Õigemini, **näis** olevat juhitav.