

**TARTU ÜLIKOOL
KESKKONNAFÜÜSIKA INSTITUUT**

**KESKKONNA- JA MEDITSIINIFÜÜSIKA
ALUSED**

MOLEKULAARFÜÜSIKA JA TERMODÜNAAMIKA

Loengukonspekt farmaatsia, geograafia, geoloogia ja
keskkonnatehnoloogia eriala üliõpilastele

Koostanud H. Ohvil

Veebruar 2002

Tartu 2002

Käesolev loengukonspekt on mõeldud kasutamiseks peamiselt keskkonna- ja meditsiinifüüsika kursust õppijatele. Üliõpilastel oleks soovitatav hankida konspekti isiklik koopia ja teha sellesse loengutel selgitavaid märkmeid.

SISUKORD

1. SOOJUSNÄHTUSED, NENDE UURIMINE	3
2. MOLEKULIDE MÕÕTMED	5
3. GAASIDE MOLEKULAARKINEETILISE TEOORIA PÕHIVÕRRAND	7
4. MOLEKULIDE KESKMISE KINEETILISE ENERGIA SEOS TEMPERATUURIGA	9
4.1. Absoluutse temperatuuri molekulaarkineetiline tähendus	9
4.2. Daltoni seadus	10
4.3. Homogeenne atmosfäär	11
4.4. UV-kiirgus ja osoon atmosfääris	12
4.5. Dobsoni ühik (DU – Dobson Unit, total ozone)	14
5. TERMODÜNAAMIKA 1. SEADUS	15
6. IDEAALSE GAASI ERISOOJUSED	18
6.1. Soojusmahtuvus ja erisoojus	18
6.2. Isokoorne soojusmahtuvus	19
6.3. Isobaarne soojusmahtuvus	20
6.4. Suhte c_p / c_v leidmine	22
6.5. Adiabaatiline protsess.....	23
7. TERMODÜNAAMIKA 2. SEADUS	25
8. GAASI MOLEKULIDE VABA TEE KESKMINE PIKKUS	28
9. ÜLEKANDENÄHTUSED GAASIDES	31
9.1. Difusioon gaasides	31
9.2. Gaaside viskoossus ehk sisehõõre	34
9.3. Gaaside soojusjuhtivus	35
9.4. Adolf Fick	37
10. REAALSED GAASID	38
10.1. Gaaside kõrvalekaldumine ideaalsusest	38
10.2. Kriitiline punkt	39

11. VEDELIKUD	43
11.1. Vedelike ehitus	43
11.2. Ülekandenähtused vedelikes	46
11.3. Osmoos, adapteerumine soolsusega, Läänemere elustik	49
11.4. Vedelike viskoossus (sisehõõre) ja soojusjuhtivus	53
11.5. Vedelike pindpinevus	53
11.6. Pindpinevuse määramine tilgameetodil	56
11.7. Pindpinevus lahuste kontsentratsiooni määramisel	59
11.8. Rõhk vedeliku kumera pinna all	61
11.9. Kapillaarsus	64
11.10. Märgamine	66
12. OLEKUDIAGRAMM, KOLMIKPUNKT	69
13. ENTROOPIA, TERMODÜNAAMIKA PÕHIVÕRRAND	75

1. SOOJUSNÄHTUSED, NENDE UURIMINE

Suurt ja olulist füüsikaliste nähtuste ringi nimetatakse **soojusnähtusteks**:

- kehade erinev temperatuur,
- soojusülekanne,
- agregaatolekute muutused,
- gaasi rõhu sõltuvus temperatuurist ja ruumalast, jne.

Soojusnähtusi võib uurida **makroskoopiliselt**, ignoreerides aine siseehitust ja piirdudes nn **makroparameetritega** :

- temperatuur,
- rõhk,
- tihedus,
- soojushulk,
- jõud,
- mehhaaniline töö,
- energia, jne.

Makroskoopiline soojusnähtuste käsitlemine – **termodünaamika**.

Eeldustena kasutab termodünaamika nn. **termodünaamika seadusi e. printsiipe**.

Termodünaamika seadustele on arvukalt erinevaid sõnastusi, alljärgnevad on ühed lühematest.

Termodünaamika 1. seadus (energia jäävuse seadus)

Energia ei teki ega kao, vaid muundub ühest liigist teise.

Termodünaamika 2. seadus

Soojus ei saa iseenesest minna külmemalt kehalt soojemale.

Termodünaamika 3. seadus

Absoluutne nulltemperatuur on saavutamatu.

Märkus: mitte kõik õpikud (termodünaamika kursused) ei aktsepteeri esitatud 3. seadust eraldi seadusena, vaid lihtsalt üldkehtiva faktina. Seega piirduakse sageli vaid kahe termodünaamika seadusega (esimese ja teise seadusega).

Termodünaamika seadusi ei tõestata (analoogselt nagu ei tõestata Newtoni seadusi).

Klassikaline termodünaamika kujunes välja 19. s. lõpus ja 20. s. alul.

Mõningase hilinemisega (1910–1920) selgus, et soojusnähtused on tingitud just aine sisemisest mikrostruktuurist ja molekulide liikumisest, mis allub Newtoni mehhaanikale.

Vastav teadus – **statistiline e. molekulaarfüüsika**.

Statistiline füüsika kasutab tõenäosusteooriat ja matemaatilist statistikat suurte molekulikogumite (vedelikud, gaasid) makroparameetrite (temperatuur, rõhk jne) määramiseks mikroparameetrite (molekuli mass, kiirus, molekulide kontsentratsioon jne) kaudu.

Mikroparameetrid :

- molekuli mass,
 - molekuli kiirus,
 - molekuli liikumishulk,
 - molekuli kineetiline energia,
 - molekulide kontsentratsioon,
- jne.

Statistilise füüsika aluseks on 3 eeldust:

- 1) aine koosneb osakestest, mille mõõtmed on kaduvväikesed ja mille arv on väga suur,
- 2) osakesed liiguvad kaootiliselt,
- 3) osakesed mõjustavad üksteist ja anuma seinu elastsete põrgetega.

2. MOLEKULIDE MÕÕTMED

Lihtsaimaks keemiliseks elemendiks on vesinik. Vesiniku molekuli diameeter:

$$\begin{aligned}\varphi(\text{H}_2) &\approx 2.3 \cdot 10^{-7} \text{ mm} = 2.3 \cdot 10^{-7} \cdot 10^{-3} \text{ m} = \\ &\quad \underbrace{10^{-3}} \text{ m} \\ &= 2.3 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 2.3 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-9} \text{ m} = \underline{\underline{0.23 \text{ nm}}} . \\ &\quad \underbrace{10^{-1} \cdot 10^{-9}} \text{ m} \quad \underbrace{\text{nm}}\end{aligned}$$

Perioodilisuse tabeli lõpuosa elementidel on aatomite ja molekulide mõõtmed suuremad 5-10 korda. Näiteks rasketel metallidel on aatomi läbimõõt

$$\approx 10^{-6} \text{ mm} = 10^{-9} \text{ m} = 1 \text{ nm} .$$

Võrdluseks, udupiiskade diameeter (udupiisad püütakse parafiinile või õlisele klaasile).

$$\varphi(\text{udup.}) \approx 10^{-3} \text{ mm} = 10^{-6} \text{ m} = 1 \text{ } \mu\text{m} = 1000 \text{ nm}$$

Mikroskoobiga nähtavad objektid $0.5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$

Elektronmikroskoop võimaldab jälgida suuri liitmolekule.

$$\approx 10^{-5} \text{ mm} = 10^{-8} \text{ m} = 0.01 \text{ } \mu\text{m} = \underline{\underline{10 \text{ nm}}} .$$

Ioonprojektor võimaldab jälgida objekte mõõtmetega

$$\approx 10^{-6} \text{ mm} = 10^{-9} \text{ m} = 0.001 \text{ } \mu\text{m} = \underline{\underline{1 \text{ nm}}} .$$

Kasutatakse vähe, kuna ioonpommitamine lõhub nii objekti kui ekraani.

Tunnelmikroskoop – teraviku ja uuritava objekti vahel koroonalahendus (elektrivool gaasis). Võimaldab samuti vaadelda objekte suurusjärgus **1 nm**.

Molekulide kontsentratsioon

Mingis ruumalas sisalduvate molekulide arvu leidmiseks saab kasutada **Avogadro seadust** ja **Avogadro arvu**.

Avogadro seadus (1811, Itaalia teadlane). **Samades tingimustes on kõikide gaaside moolruumalad võrdsed.**

mool = gramm-molekul (lühend *mol*)

tingimused – temperatuur ja rõhk

Näiteks **0 °C, 760 mmHg** puhul on 1 mooli mistahes gaasi ruumala **22.4 liitrit**.

Avogadro arv: kõikide ainete moolides sisaldub võrdne arv molekule:

$$N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ (molekuli mooli kohta, nn Avogadro arv).}$$

Näidisülesanne 1

Leida 1 cm^3 õhus olevate molekulide arv. Vaikne eeldus: $0 \text{ }^\circ\text{C}$, 760 mmHg .

Koostame seosed

$$\begin{aligned} 22.4 \text{ l} & \text{ sisaldab } 6.02 \cdot 10^{23} \text{ molekuli} \\ 0.001 \text{ l} & \text{ sisaldab } x \\ x &= \frac{0.001 \text{ l} \cdot 6.02 \cdot 10^{23} \text{ molek.}}{22.4 \text{ l}} = \frac{6.02 \cdot 10^{20} \text{ molek.}}{22.4} = \\ &= \frac{60.2 \cdot 10^{19} \text{ molekuli}}{22.4} = \underline{\underline{2.7 \cdot 10^{19} \text{ molekuli}}} \end{aligned}$$

Küsimus (iseseisvaks vastamiseks): Mitu mooli see on?

Molekulide kontsentratsiooni tohutust suurusest annab ettekujutuse järgmise ülesande lahendamine.

Näidisülesanne 2

Ampull ruumalaga 1 cm^3 pumbatakse õhust täiesti tühjaks. Seejärel ampull suletakse ning anuma seina tehakse üliväike ava (näit. elektrisädeme abil). Ava on parajasti nii suur, et selle kaudu siseneb ampulli **100 milj. molekuli sekundis**.

$$100 \text{ milj molek/s} = 10^8 \text{ (molek/s)}$$

Arvutada, kui pika aja t jooksul täitub ampull õhuga.

Kui eeldada normaaltingimusi ($0 \text{ }^\circ\text{C}$, 760 mmHg), siis eelmise ülesande vastuse põhjal peab ampulli sisenema $2.7 \cdot 10^{19}$ molekuli. Aega kulub:

$$t = \frac{2.7 \cdot 10^{19} \text{ molekuli} \cdot \text{s}}{10^8 \text{ molekuli}} = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ s}.$$

Mitu tundi või päeva (kuud, aastat) see on?

Ühes aastas on ligikaudu **31 miljonit sekundit** ($31 \cdot 10^6 \text{ s/a}$).

$$\frac{2.7 \cdot 10^{11} \text{ s} \cdot \text{a}}{31 \cdot 10^6 \text{ s}} = \frac{270 \cdot 10^9 \text{ a}}{31 \cdot 10^6} \approx \underline{\underline{9000 \text{ a}}}.$$

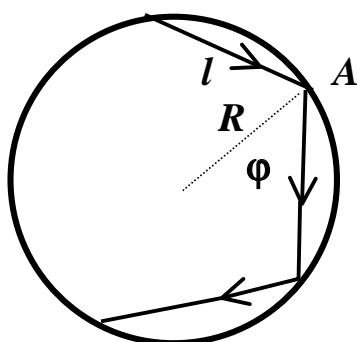
3. GAASIDE MOLEKULAARKINEETILISE TEOORIA PÕHIVÕRRAND

Olgu meil tegemist nn. **ideaalse gaasiga** - gaasi molekulid on absoluutselt elastsed, ilma mõõtmata kuulikesed (osakesed).

Mõõtmete puudumisest järeldub, et ideaalset gaasi saab lõpmatult kokku suruda.

Reaalsed gaasid sarnanevad ideaalsetele suurtel hõrendustel (kui võib tähelepanuta jätta molekulidevahelised tõmbe- ja tõukejõud).

Lihtsuse pärast eeldame, et gaas asub kerakujulises anumast ja jälgime ühe molekuli trajektoori. Kuna molekulidel puuduvad mõõtmad, siis on nende omavahelised kokkupõrked väga haruldased. Kuid liikudes pörkab molekul pidevalt vastu anuma siseseina. Vahemaa pörkest pörkeni on konstantne – selleks on kõõlu pikkus l .



Joon. 3.1. Ideaalse gaasi molekuli trajektoor sfäärilises anumast.

Molekulid pörkavad vastu anuma seina ja annavad seinale teatava liikumishulga, arvutame selle.

Molekuli

kiirus v ,

kiiruse komponent risti seinaga $v \cos \varphi$,

mass m ,

liikumishulk seina suhtes enne pörget $mv \cos \varphi$,

liikumishulk seina suhtes pärast pörget $-mv \cos \varphi$ (NB! miinusmärk)

Liikumishulga muutuse absoluutväärtus

$$2 mv \cos \varphi$$

kujutab endast ühel pörkel seinale antud liikumishulka.

Arvutame molekulide pörgete arvu ajaühikus.

Esimene pörge punktis **A**, järgmine punktis **B**, siis punktides **C**, **D** jne.

Kõõlud ühepikkused

$$AB = BC = CD = \dots = l = 2R \cos \varphi.$$

Igaks uueks põrkeks peab molekul läbima uue kõõlu, seega vastab igale põrkele üks kõõl. Põrgete ja kõõlude arvud on võrdsed.

Põrgete (kõõlude) arvu ajaühikus saame, kui jagame ajaühikus läbitud teepikkuse ühe kõõlu pikkusega

$$\frac{v}{l} = \frac{v}{2R \cos \varphi} .$$

Üks molekul massiga m annab ajaühikus seinale liikumishulga

$$2 m v \cos \varphi \cdot \frac{v}{2 R \cos \varphi} = \frac{m v^2}{R} .$$

Molekulide koguarvu anumas tähistame tähega N .

Molekulide kiiruse ruudu keskmise (e. ruutkeskmise kiiruse) tähistame $\overline{v^2}$.

Kõikide anumas olevate molekulide poolt ajaühikus seinale antav summaarne liikumishulk

$$N \frac{m \overline{v^2}}{R} .$$

Rõhk on *ajaühikus pinnaiühikule antav liikumishulk*, jagame saadud summaarse liikumishulga kera sisepindalaga

$$S = 4 \pi R^2 ,$$

saame:

$$p = N \frac{m \overline{v^2}}{R} : 4 \pi R^2 = \frac{N m \overline{v^2}}{4 \pi R^3} = \frac{N m \overline{v^2}}{3 V} =$$

$$p = \frac{1}{3} m n \overline{v^2} .$$

See on gaaside molekulaarkineetilise teooria põhivõrrand. Makroskoopiline suurus (rõhk) on avaldatud mikroskoopiliste (molekule iseloomustavate) suuruste kaudu.

4. MOLEKULIDE KESKMISE KINEETILISE ENERGIA SEOS TEMPERATUURIGA

4.1. Absoluutse temperatuuri molekulaarkineetiline tähendus

Lähtume gaaside molekulaarkineetilise teooria põhivõrrandist, korrutame seda murruga $\frac{2}{3}$:

$$p = \frac{1}{3} m n \overline{v^2} \quad | \times \frac{2}{3} \quad (1)$$

$$p = \frac{2}{3} m n \frac{\overline{v^2}}{2} = \frac{2}{3} n m \frac{\overline{v^2}}{2} = \frac{2}{3} n \overline{E} ,$$

$$p = \frac{2}{3} n \overline{E} . \quad (2)$$

Seega, ideaalse gaasi rõhk on võrdeline molekulide kulgliikumise keskmise kineetilise energiaga.

Järgnevalt eeldame, et vaadeldav gaasikogus on parajasti 1 mool (e. gramm-molekul):

μ - moolimass

V_μ - mooli ruumala

Võtame võrrandi (2) ja korrutame seda mooli ruumalaga V_μ :

$$p = \frac{2}{3} n \overline{E} \quad | \times V_\mu$$

$$p V_\mu = \frac{2}{3} \underbrace{n V_\mu}_{N_A} \overline{E}$$

N_A - Avogadro arv

$$p V_\mu = \frac{2}{3} N_A \overline{E} . \quad (3)$$

Võtame nüüd Clapeyron-Mendelejevi võrrandi e. ideaalse gaasi olekuvõrrandi

$$p V_\mu = R T , \quad (4)$$

kus universaalne gaasikonstant

$$R = 8.31 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mool}} .$$

Võrrandite (3) ja (4) vasakud pooled on võrdsed, seega ka paremad, kirjutame välja paremate poolte võrdsuse

$$\frac{2}{3} N_A \bar{E} = RT ,$$

$$\bar{E} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T . \quad (5)$$

Saadud valemisse tekkinud murdu $\frac{R}{N_A} = k$ nimetatakse Boltzmanni konstandiks, arvutame selle suuruse.

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8.31 \text{ J} \cdot \text{mool}}{\text{K} \cdot \text{mool} \cdot 6.02 \cdot 10^{23}} = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} .$$

Boltzmanni konstanti kasutades saame kirjutada gaasimolekuli keskmise kineetilise energia lühemalt

$$\bar{E} = \frac{3}{2} k T . \quad (6)$$

Saime väga väga tähtsa tulemuse – **gaasimolekuli keskmine kineetiline energia on võrdeline absoluutse temperatuuriga.**

Saab tõestada, et valem kehtib ka vedelike ja tahkiste jaoks.

Tulemuse võib sõnastada ka teisiti – **absoluutne temperatuur on võrdeline molekulide keskmise kineetilise energiaga.** Järeldus teeb näitlikuks ettekujutuse absoluutsest nulltemperatuurist:

absoluutne nulltemperatuur on temperatuur, mille puhul molekuli keskmine kineetiline energia on null, s.t. molekulide liikumine on lakanud;

Celsiuse skaalas on absoluutne nulltemperatuuri väärtuseks – 273.15 °C.

Kuna absoluutsest nulltemperatuurist madalamad temperatuurid ei ole võimalikud, ongi termodünaamika valemites üle mindud Celsiuse temperatuuriskaalalt **absoluutsele ehk Kelvini skaalale:**

$$T = t + 273.15 , \quad (7)$$

milles kraadi märgitakse tähga **K**.

Põhjusi, miks molekulide liikumine peaks täielikult lakkama, pole keegi osanud esitada. Seepärast on õigustatud mõnes õpikus **termodünaamika 3. seadusena** pakutud väide, et **absoluutne nulltemperatuur** on saavutamatu.

4.2. Daltoni seadus

Tõestame veel ühe tähtsa valemi. Lähtume eelmise alapunkti valemist (2):

$$p = \frac{2}{3} n \bar{E} \quad (2)$$

ja paigutame sellesse keskmise kineetilise energia valemi (6):

$$\bar{E} = \frac{3}{2} k T . \quad (6)$$

Tulemuseks saame

$$p = n k T . \quad (8)$$

Saadud valemi puhul me ei eeldanud, et vaadeldav gaas koosneb ainult keemiliselt ühesugustest molekulidest, tähtis oli vaid gaasi ideaalsuse nõue.

Ideaalne gaas võib koosneda ka erinevate keemiliste elementide molekulide segust, s.t. et kontsentratsioon n koosneb mitme (kokku Z) alamkontsentratsiooni summast

$$n = n_1 + n_2 + n_3 + \dots + n_Z , \quad (9)$$

paigutades sellise liitkontsentratsiooni valemisse (8), saame

$$\begin{aligned} p &= (n_1 + n_2 + n_3 + \dots + n_Z) kT = \\ &= \underbrace{n_1 kT}_{p_1} + \underbrace{n_2 kT}_{p_2} + \underbrace{n_3 kT}_{p_3} + \dots + \underbrace{n_Z kT}_{p_Z} \\ &\underbrace{\hspace{10em}}_{\text{üksikute gaaside partsiaalrõhud}} \\ p &= p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_j \end{aligned} \quad (10)$$

Oleme tõestanud **Daltoni seaduse** – ideaalsetest gaasidest koosneva segu rõhk on võrdne segu moodustavate gaaside partsiaalrõhkude summaga.

4.3. Homogeenne atmosfäär

Kokkusurutavuse tõttu atmosfääriõhu tihedus sõltub kõrgusest – kõrgemale tõustes õhk hõreneb.

Maa atmosfääri paksuseks loetakse **1000 km**.

Atmosfääris toimuvate protsesside modelleerimiseks tehakse atmosfääri kohta mitmesuguseid lihtsustavaid eeldusi, mis tegelikkuses ei pruugi üldse täituda või siis leiavad aset erandjuhtudel ja piiratud ulatuses (näit. *isotermiline atmosfäär*).

Üheks lihtsustavaks eelduseks on **homogeense atmosfääri** mõiste, mis seisneb selles, et atmosfäär loetakse kokkusurumatuks, tema tiheduseks kogu vertikaali ulatuses võetakse tihedus maapinna (üldisemalt aluspinna) lähedal. Tegelikkuses võib atmosfäär olla ühesuguse tihedusega vaid mõnekümne meetri paksuses kihis tugevasti kuumenenud aluspinna lähedal, sellisel juhul väheneb õhu tihedus aluspinna juures kõrge temperatuuri tõttu, kõrgemale tõustes temperatuur langeb kiiremini kui harilikult ja õhu tihedus võib jääda konstantseks või isegi kasvada.

Normaalsest suurem temperatuurigradient võib püsida tunde ja põhjustada atraktiivseid optilisi nähtusi (miraaž).

Homogeense atmosfäärimudeli kasutamine võimaldab ka näitlikustada üksikute gaaside panust õhurõhu suurusesse maapinnal.

Võtame selliseks tiheduseks kuiva õhu tiheduse normaaltingimustel (**0 °C, 760 mm Hg**):

$$\rho = 1.293 \text{ kg / m}^3$$

(niiske õhk on pisut kergem).

Kui kõrgele ulatuks sellise püsiva tihedusega atmosfäär? Homogeense atmosfääri paksuse arvutamisel kasutame õhurõhu suurust maapinnal, mille teisendame paskalitesse:

$$\begin{aligned} p &= 760 \text{ mm Hg} = 1013.25 \text{ mbar} = 1013.25 \text{ hPa} = \\ &= 1013.25 \cdot 10^2 \text{ Pa} = 1.01325 \cdot 10^5 \text{ Pa} . \end{aligned}$$

Veel kasutame hüdrostaatika valemit

$$p = \rho g h ,$$

millest otsitav atmosfääri kõrgus (paksus) h :

$$h = \frac{p}{\rho g} = \frac{1.01325 \cdot 10^5}{1.293 \cdot 9.8} = 7994 \text{ m} \approx 8 \text{ km} .$$

Daltoni seaduse järgi võib gaaside segu rõhku vaadelda komponentide rõhkude summana. Kui mõtteliselt koguda homogeenses atmosfääris eraldi kihtidesse üksikud atmosfääri moodustavad gaasid, siis saaksime ligikaudu järgmised kihid (15 °C, 760 mmHg):

N₂ - 6200 m

O₂ - 1700 m

Ar - 74 m

CO₂ - 2.5 m, kiht kasvab aeglaselt, põhjustab kasvuhooneefekti

Ne - 0.014 m = 14 cm

CH₄ (metaan) - 0.005–0.010 m = 5–10 mm

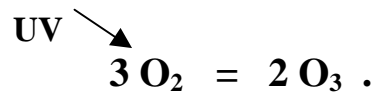
O₃ - 0.003–0.006 m = 3-6 mm

H₂O-aur - nähtamatu, muutuv, 6–75 m gaasilisena, 0.2–6 cm (arvutuslikult taandatud vedelikukihina, nn *precipitable water*)

4.4. UV-kiirgus ja osoon atmosfääris

Kuigi osooni on atmosfääris lämmastiku ja hapnikuga võrreldes ääretult vähe, muudab ta oluliselt atmosfääri omadusi. Selles suhtes sarnaneb osoon mingi maitseainega toidu sees.

Osoon tekib UV-kiirguse mõjul ja paikneb põhiliselt kõrgustel 15–30 km



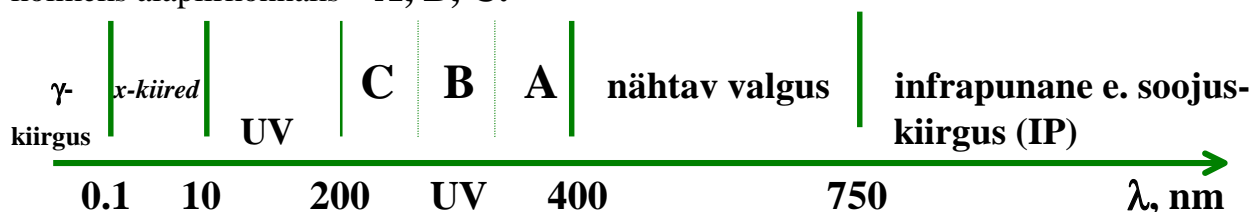
Osooni tähtsaimaks omaduseks on mitte läbi lasta UV-kiirgust - **planetaarne kaitsekiilp** UV eest.

Osooni lagundavad freoonid – **Cl** ja **F** ühendid, mis aurustuvad/veelduvad kergesti toatemperatuuril (külmutuskappide, konditsioneeride, aerosoolpakendite, kaablite täitevedelik).

Kui UV-kiirgus jõuab madalamatesse õhukihtidesse, tekitab ta ikkagi osooni. Samuti tekib osooni fotokeemilistes reaktsioonides mittetäieliku põlemise saadustest (CO, NO, OH-rühm jne). Väikestes kogustes osoon mõjub desinfitseerivalt: männimets – tuberkuloosi raviks, osoneerimine joogi- ja basseinivee desinfitseerimiseks jne. Suurtes kogustes mõjub osoon mürgina, paljud taimekahjustused (pruunid laigud kartulilehtedel) võivad olla põhjustatud osoonist.

UV-kiirguse bioloogiline toime

Elektromagnetilist kiirgust lainepikkusega 10–400 nm nimetatakse ultraviolettkiirguseks. Omab väga tugevat bioloogilist toimet, mis on seletatav fotokeemiliste protsessidega. Bioloogiline toime sõltub UV-kiirguse lainepikkusest. Sagedusvahemik 200–400 nm jagatakse kolmeks alapiirkonnaks – **A, B, C**.



A (315–400 nm) – soodustab nahas pruuni pigmendi moodustumist, seega päevitumist, kasutatakse rahhiidi profülaktikaks;

B (280–315 nm) – stimuleerib fotokeemilisel teel **D**-vitamiini moodustumist, seega samuti antirahhiitiline toime (**D**-vitamiini toimel omastatakse paremini **Ca**), põhjustab naha punetumist ja põletusi – erüteemne UV-kiirgus; kasutatakse ka kurgu- ja neelupõletike raviks;

C (200–280 nm) – kõige “tugevamate” kvantide piirkond, bakteritsiidne toime (kr. k. *bacteria* – kepp, sau; lad. k. *caedere* – tapma); kasutatakse ruumide desinfitseerimiseks ja steriilse keskkonna loomiseks;

NB! tekitab konjunktiviiti – silma sidekesta põletikku. Kui haiglapalatis või operatsioonitoas lülitatakse desinfitseerimiseks sisse kvartslamp, tuleb ruumist lahkuda või kanda kaitseprille. Probleemid spordisaalide jne ereda valgustusega teleülekanete ajaks – osade lampide spektris on UV–C.

Päikseprillide kvaliteet – peavad tõkestama UV, sest silmaava (pupill) on tumeda prilli taga rohkem avatud ja kaitsetu.

Üledoseerituna on UV kiirgus (päevitumine villideni) kantserogeenne, põhjustab nahavähki. Peiteperiood 10–15 aastat.

Biodoos – katseliselt määratav kiirituse aeg, mis on vajalik kerge nahareaktsiooni tekkimiseks; individuaalne. Meedikute soovitus – organismi normaalseks talitluseks igapäevaselt vaja saada ca 1/10 biodoosi (lahtiseks jääb, kui suurele kehaosale?).

4.5. Dobsoni ühik (DU – Dobson Unit, total ozone)

See on ühik atmosfäärisambas oleva osooni üldkoguste (tähistatakse $\sum O_3$ – total ozone) väljendamiseks nn taandatud osoonikihi paksuse kaudu:

- 1) osoon (põhimõtteliselt ka mingi teine atmosfääris olev uuritav gaas) taandatakse arvutuslikult rõhule 1013.25 hPa (1 hPa = 1 mb) ja temperatuurile 298 K (25 °C),
- 2) saadud gaasikihi paksus väljendatakse **sajandikmillimeetrites**.

Näit.: osoonikihi 3 mm vastab **300 Dobsoni ühikut (300 DU)**.

USA-s kasutatakse ühiku tähisena ka **tuhandik e. millisentimeetrit (mcm)**, kuid kahekordse kümnendkordaja kooskasutamine (*milli + senti*) pole soovitav.

Kogu atmosfäärikihis oleva osoonikihi taandatud paksuse määramise aluseks on spektraalsed optilised mõõtmised.

Arvulisi andmeid osoonikihi paksuse kohta orienteerumiseks:

$\sum O_3 = 300 \text{ DU}$ – planetaarne keskmine, tüüpiline väärtus, kasutatakse päiksekiirguse nõrgenemise arvutustes ja atmosfääri kiirgusmodelites;

min $\sum O_3 < 200 \text{ DU}$ – troopikas (kuigi osoon ise tekib ekvatoriaalses tsoonis);

max $\sum O_3 > 600 \text{ DU}$ – polaaraladel.

Osooniauk – tekib Antarktika kohal sealse kevade ajal. Triivib planeedi muudele aladele.

Eesti kohal on osoonikiht maksimaalne kevadel märtsis-aprillis, ca **390 DU**, minimaalne oktoobris-novembris, ca **290 DU**.

Märtsis 1998 tõusis osoonikihi paksuse hetkväärtus Eesti kohal väärtuseni **510 DU** novembris 2000 langes väärtuseni **200 DU**.

Viimaste aastate osoonikihi paksused Eesti jaoks on graafikuna Tartu Observatooriumi internetilehel <http://www.aai.ee/~rutt/uvb/osoon.html#osoon>.

5. TERMODÜNAAMIKA 1. SEADUS

Lühidalt öeldes on see **energia jäävuse seadus**, s.t. et energia ei teki ega kao, vaid ainult muundub ühest liigist teise.

Seaduse sügavam analüüs nõuab ühe uue mõiste sissetoomist. Selleks uueks mõisteks on **keha siseenergia**.

Keha **siseenergia e. soojusenergia** koosneb kolmest erinevast energiast:

- 1) molekulide kaootilise liikumise **kineetilisest** energiast (kulg- + pöörd- + võnkliikumine),
- 2) molekulide vastasmõju **potentsiaalsest** energiast,
- 3) **molekulisisesest** energiast.

Seega on keha siseenergia tingitud molekulide ehk mikromailma tasandil (mikromaailmas) toimuvatest protsessidest.

Täiendavalt nimetatud mikroprotsessidele liigub keha kui tervik teiste kehade suhtes ja omab makroskoopilist ehk tavalist **kineetilist** energiat.

Vastasmõju tõttu teiste kehadega on vaadeldaval kehal kui tervikul veel makroskoopiline **potentsiaalne energia** (näit. asendi tõttu Maa gravitatsiooniväljas).

Need viimati mainitud kineetiline ja potentsiaalne energia moodustavad keha tavalise (makroskoopilise) **mehhaanilise energia**.

Mehhaaniline energia võib **täielikult** üle minna **soojusenergiaks**.

Ka soojusenergia võib omakorda üle minna mehhaaniliseks energiaks, kuid NB!, **mitte täielikult**. Keha võib küll jahtuda, kuid saada jahtumise arvelt 100% mehhaanilist energiat ei ole võimalik. Osa soojusenergiat jääb soojuseks (seda postuleerib termodünaamika 2. seadus).

Seepärast on soojusenergia on kõige madalamat, kõige kehvat liiki energia. Mehhaaniline energia ja elektrienergia on soojusenergiast universaalsemad, kõrgemad.

Klassikaline näide mehhaanilise energia muutmisest soojuseks on ürginimese poolt tule saamine puutükkide hõõrumise teel. See polnud sugugi lihtne.

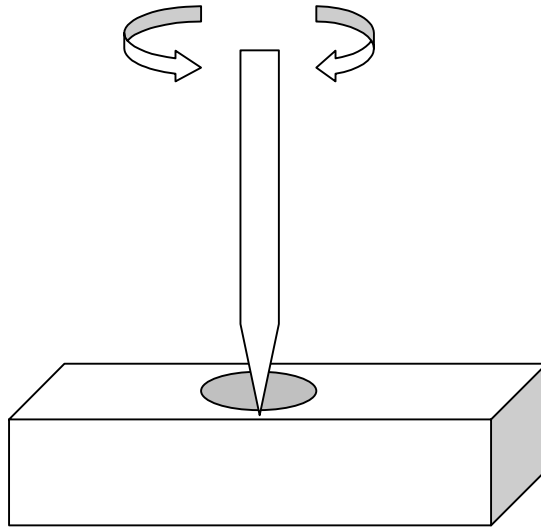
Lihtsameelne on arvata (nagu kirjutati mõnedes mõnikümne aastat tagasi ilmunud õpikutes), et ürginimene võttis kaks puutükki, hakkas nendega tegema saagimisliigutusi, ja ennäe – peagi läksid puud põlema. Tänapäevased katsed üksikule saarele siirdunud vähese ettevalmistusega vabatahtlikega on lõppenud ebaõnnestumisega – ei ole õnnestunud lõket põlema saada.

Ulmekirjanduses on ilma tikkude või välgumihklita tuld tekitada õnnestunud mõne kavala tehnilise võtte abil – kellaklaasidest või veega täidetud pudelist tehtud läätse ja päiksekiirguse abil (Jules Verne “Saladuslik saar”).

Tule kasutamine algas ilmselt tema säilitamisega pärast välgulööki või vulkaanipurset.

Puutükkide hõõrumisel tule saamine on siiski võimalik, kuid teatakse vaid paari viisi, mis sihile viivad:

- 1) puuklotsi avasse asetatud ümmarguse, otsast teritatud pliiatsitaolise kepi keerutamine peopesade vahel (joon. 5.1),
- 2) sama, kuid kepp pannakse pöörlema vibu ja mitmekordselt keerutatud nööri abil.



Joon. 5.1. Puidu mehhaaniline süütamine.

Demo1: puust “käiaketas”.

Pöördume tagasi siseenergia juurde. Üldjuhul on keha asemel kehade süsteem. Edasine arutus käibki kehade süsteemi kohta.

Süsteemi siseenergia võib muutuda kahel põhjusel:

- 1) välisjõudude töö A arvel,
- 2) väljastpoolt antud soojushulga Q arvel.

Olgu vaadeldavaks kehaks teatav kogus gaasi kolviga varustatud silindris, gaasi temperatuur

$$T_{\text{gaas}} \cdot$$

Olgu gaasi siseenergia alguses

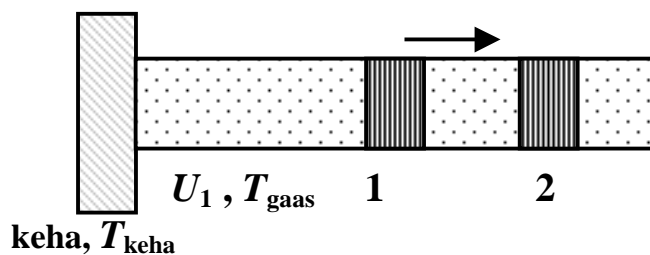
$$U_1 \cdot$$

Viime gaasiga kontakti soojema keha, mille temperatuur T_{keha} on kõrgem gaasi omast:

$$T_{\text{keha}} > T_{\text{gaas}} \cdot$$

Kontaktse soojusvahetuse tõttu saab gaas soojushulga Q ehk teisiti öeldes, gaasi siseenergia suureneb Q võrra.

Soojenenud gaasis tõuseb rõhk ning gaas lükkab kolvi asendist **1** asendisse **2**.



Joon. 5.2. Silindris oleva gaasi kontaktne soojendamine.

Kolbi lükates teeb gaas tööd A , vastavalt tema siseenergia väheneb A võrra.

Kokkuvõttes siseenergia omandab uue väärtuse U_2 . Siseenergia muutus:

$$U_2 - U_1 = Q - A,$$

valem gaasile antud soojusenergia jaoks

$$Q = U_2 - U_1 + A.$$

Selle valemi järgi sõnastataksegi termodünaamika 1. printsiip:

süsteemile antud soojushulk läheb süsteemi siseenergia juurdekasvuks ja töö tegemiseks süsteemi välisjõudude vastu.

Märgime lõpuks, et kolmel erineval suurusel:

energial
soojusel
tööl

on ühesugune ühik (SI-süsteemis džaul – \mathbf{J}), mis viitab üleminekuvõimalustele ühest suurusel teisiks.

6. IDEAALSE GAASI ERISOOJUSED

6.1. Soojusmahtuvus ja erisoojus

Keha massiga m ja algtemperatuuriga T_1 (näiteks vedelik kalorimeetris) sai soojendamise tulemusena soojushulga Q , välisjõudude vastu tööd ei tehtud.

Keha temperatuur tõusis väärtuseni T_2 .

Katsed näitavad, et temperatuuri muutus $T_2 - T_1$ on võrdeline soojushulgaga Q :

$$Q \sim (T_2 - T_1).$$

Et saada võrdust, tuleb lisada võrdetegur:

$$Q = c_{\text{keha}} (T_2 - T_1),$$

võrdetegurit c_{keha} nimet. keha soojusmahtuvuseks, ühik $\frac{\text{J}}{\text{K}}$.

Juhul, kui temperatuurimuutus on ühikuline, s.t. et

$$T_2 - T_1 = 1,$$

saab kehale antud soojushulk Q võrdseks soojusmahtuvusega c_{keha} , siit järgnebki soojusmahtuvuse definitsioon:

keha soojusmahtuvus on soojushulk, mis tuleb kehale anda selle temperatuuri tõstmiseks ühe kraadi võrra.

Keha soojusmahtuvus sõltub:

- 1) keha materjalist,
- 2) keha massist,
- 3) välistingimustest – temperatuur, rõhk.

Otstarbekas on defineerida suurus, mis näitaks soojusmahtuvust kindla massi (näit. massiühiku) kohta. Massiühiku temperatuuri tõstmiseks ühe kraadi võrra kulub soojust m korda vähem kui massi m korral:

$$c = \frac{c_{\text{keha}}}{m}$$

aine massiühiku soojusmahtuvust nimetatakse **aine erisoojuseks**.

Kui ainet pole mitte massiühik, vaid **mool**, s.t., et mass on μ , siis kulub soojust temperatuuri tõstmiseks ühe kraadi võrra μ korda rohkem, kui on erisoojus:

$$\underbrace{C}_{\text{molaarne soojusmahtuvus}} = \underbrace{c}_{\text{erisoojus}} \underbrace{\mu}_{\text{moolimass}}$$

Termodünaamika valemid lihtsustuvad, kui vaadeldav ainekogus on üks mool, seetõttu on termodünaamikas levinum just molaarse (või kilomolaarse) soojusmahtuvuse kasutamine. Käesolevas kursuses püüame igakordselt eraldi rõhutada, millise ainekogusega (massiühik või mool või suvaline kogus) on tegemist.

Termodünaamika kui teooria ülesehitamisel on osutunud otstarbekaks käsitleda soojusmahtuvuse probleeme eeldades spetsiifilisi välistingimusi – kas **konstantset ruumala** või **konstantset rõhku**. Vastavalt defineeritakse **isokoorne soojusmahtuvus** ja **isobaarne soojusmahtuvus**.

6.2. Isokoorne soojusmahtuvus

chora (kr. k.) – ruumala

Isokoorseteks nimet. protsesse, mis kulgevad konstantse ruumala tingimustes, s.o. kinises, jääkade seintega ruumis ($V = \text{const}$). Tähistused:

C_V	c_V	(indeks märgib, et $V = \text{const}$).
⏟	⏟	
molaarne isokoorne soojusmahtuvus	isokoorne erisoojus	

isokoorne = isokooriline, isohoorne, isohooriline

Isokoorse soojusmahtuvuse tõlgendamiseks lähtume termodünaamika esimesest seadusest

$$Q = U_2 - U_1 + A \quad (1)$$

ja kasutame seda edaspidiste teisenduste huvides diferentsiaalsel kujul

$$dQ = dU + dA \quad (2)$$

⏟	⏟	⏟
kehale	keha	töö
antav	siseenergia	välisjõudude
soojushulk	muutus	vastu

Kui

$$V = \text{const},$$

siis välisjõudude vastu tööd ei tehta

$$dA = 0$$

ning valemist (2) jääb järele

$$dQ = dU \quad | :dT \quad (3)$$

Oletame, et **1-moolise** keha temperatuur tõusis dT võrra. Keha (molaarse) soojusmahtuvuse leidmiseks jagame võrrandit (3) dT - ga:

$$\frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT},$$

$$\underbrace{\hspace{1.5cm}}_{C_V}$$

soojushulk 1-moolise keha temperatuuri tõstmiseks ühe kraadi võrra jääval ruumalal ehk molaarne isokoorne soojusmahtuvus

$$C_V = \frac{dU}{dT}. \tag{4}$$

6.3. Isobaarne soojusmahtuvus

iso (kr.k.) – sama, võrdne

baros (kr. k.) – raskus, kaal

Isobaarseteks nimet. protsesse, mis kulgevad jääval rõhul ($p = \text{const}$). Tähistused:

$$\underbrace{C_p,}_{\text{molaarne isobaarne soojusmahtuvus (ainekogus 1 mool)}}$$

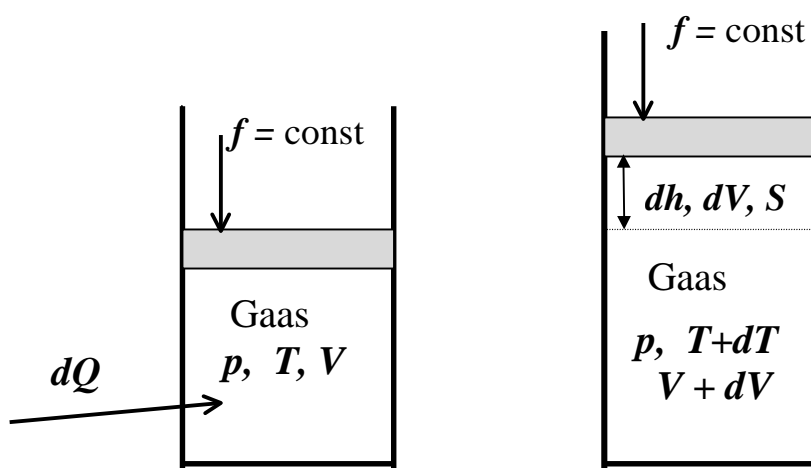
molaarne isobaarne soojusmahtuvus (ainekogus 1 mool)

$$\underbrace{c_p,}_{\text{isobaarne erisoojus (ainekogus 1 massiühik)}}$$

isobaarne erisoojus (ainekogus 1 massiühik)

(indeks märgib, et $p = \text{const}$)

Olgu meil jälle **1 mool** ideaalset gaasi. Soojendame seda jääval rõhul. Kuidas seda tehniliselt teha? Kasutatakse liikuva kolviga silindrit



Joon. 6.1. Gaasile antava soojushulga dQ arvel tõuseb kolb dh võrra.

Anname gaasile väikese soojushulga dQ . Termodünaamika 1. seaduse järgi (valem (2)):

$$dQ = dU + dA. \tag{2}$$

$\underbrace{dQ}_{\text{kehale antav soojushulk}} = \underbrace{dU}_{\text{keha siseenergia muutus}} + \underbrace{dA}_{\text{keha töö välisjõudude vastu}}$

Arvutame töö välisjõudude vastu. Välisjõuks on liikuvale kolvile väljastpoolt avaldatav jõud f (see võib olla näiteks silindrist väljaspool oleva gaasi rõhujõud, mingi mehhanismi poolt avaldatav jõud jne):

$$dA = f dh.$$

Kolvi tõstmiseks peab silindris asuv gaas avaldama liikuvale kolvile sama suurt rõhujõudu f , gaasi rõhujõud võrdub gaasi rõhu p ja kolvi ristlõike pindala S korrutisega:

$$f = p S .$$

Paigutame jõu f saadud avaldise töö dA valemisse

$$dA = p \underbrace{S dh}_{dV} = p dV.$$

Paigutame töö dA jaoks saadud avaldise termodünaamika 1. seaduse valemisse (2), seejärel jagame tulemust temperatuuri juurdekasvuga dT :

$$dQ = dU + p dV, \quad | :dT$$

$$\underbrace{\frac{dQ}{dT}}_{C_p} = \underbrace{\frac{dU}{dT}}_{C_V} + p \frac{dV}{dT} ,$$

$$C_p = C_V + p \frac{dV}{dT} , \quad (5)$$

$$\frac{dV}{dT} = ?$$

Suhtele $\frac{dV}{dT}$ lihtsama kuju andmiseks kasutame Clapeyron-Mendelejevi võrrandit ühe mooli ideaalse gaasi jaoks

$pV = RT$ Märkus: kui gaasikogus ei oleks 1 mool, vaid suvaline, näiteks m , siis omaks Clapeyron-Mendelejevi võrrand kuju

$$pV = \underbrace{\frac{m}{\mu}}_{\text{moolide arv}} RT$$

Avaldame ruumala V :

$$V = \frac{R}{p} T , \quad \left| \frac{d}{dT} \right. \text{diferentsime (võtame tuletise) } T \text{ järgi}$$

$$\frac{dV}{dT} = \frac{R}{p}$$

Paigutame tulemuse C_p valemisse (5):

$$\boxed{C_p = C_V + R} \quad \text{Mayeri valem (gaasikogus 1 mool).}$$

Seega: ideaalse gaasi molaarne isobaarne soojusmahtuvus ületab isokoorse molaarse soojusmahtuvuse universaalse gaasikonstandi võrra.

Et saada analoogset võrrandit erisoojuste jaoks, jagame Mayeri valemit μ - ga (μ – ühe mooli mass):

$$\underbrace{\frac{C_p}{\mu}}_{\text{isobaarne erisoojus}} = \underbrace{\frac{C_V}{\mu}}_{\text{isokoorne erisoojus}} + \frac{R}{\mu} \quad (\text{ainekogus mõlemal juhul 1 massiühik, näit. 1 kg}).$$

$$\boxed{c_p = c_V + \frac{R}{\mu}} \quad \text{Mayeri valem (gaasikogus 1 massiühik, näit. 1 kg).}$$

$$\boxed{C_p > C_V} \quad \text{Isobaarne molaarne soojusmahtuvus ületab alati isokoortset soojusmahtuvust.}$$

$$\boxed{c_p > c_V} \quad \text{Isobaarne erisoojus ületab alati isokoortset erisoojust.}$$

Füüsikaline põhjus: isobaarsel soojendamisel tuleb teha tööd gaasi ruumala suurendamiseks.

6.4. Suhte c_p/c_V leidmine

Molekuli vabadusastmete mõiste. Molekuli kineetiline energia koosneb nii kulg-, pöörd- kui võnkliikumise energiast. Kulgliikumine võib toimuda kolmes üksteisest sõltumatus suunas, teisiti öeldes – molekulil on kolm kulgliikumise vabadusastet.

Pöördliikumine võib samuti toimuda kolme erineva telje ümber, seega on molekulil ka kolm pöördliikumise vabadusastet. Tõsi, üheaatomilise molekuli pöörlemine võtab nii vähe energiat, et selle võib arvestamata jätta. Kaheaatomilise molekuli pöörlemine ümber mõlemat

aatomit läbiva telje võtab samuti väga vähe energiat. Seega on 2-aatomilisel molekulil reaalselt vaid 2 pöörlemise vabadusastet.

Demo: Kaheaatomilise molekuli pöörlemise vabadusastmed.

Kõrgetel temperatuuridel võib molekul ka võnkuda. Võnkliikumise vabadusastmete arv sõltub samuti aatomite arvust molekulis.

Tähistame gaasimolekuli vabadusastmete arvu tähega i .

Saab tõestada, et gaasi molaarne isokoorne soojusmahtuvus C_V ja molaarne isobaarne soojusmahtuvus C_p avalduvad vastavalt valemitega

$$C_V = \frac{i}{2} R ,$$
$$C_p = \frac{i + 2}{2} R .$$

Viimaste valemite järgi on lihtne leida suhet c_p / c_V :

$$\frac{C_p}{C_V} = \frac{c_p}{c_V} = \frac{i + 2}{i} .$$

Kaheaatomilise gaasi korral, mis pole kõrgel temperatuuril, on vabadusastmete arv 5 (3 kulgliikumise ja 2 pöördliikumise vabadusastet, tavatemperatuuridel võib võnkliikumise vabadusastmed jätta arvestamata), seega

$$\frac{C_p}{C_V} = \frac{c_p}{c_V} = \frac{5 + 2}{5} = \frac{7}{5} = 1.4 .$$

Õhk on erinevate gaaside segu, kuid domineerivad kaheaatomilised N_2 ja O_2 , seega õhu jaoks suhe $c_p / c_V \approx 1.4$.

6.5. Adiabaatiline protsess

adiabatos (kr.k.) – mitteläbitav, mitteületatav

Teatava ainekoguse oleku või asendi muutus, mis toimub ilma soojusvahetusega ümbritseva keskkonnaga.

“Teatav ainekogus” on mingi keha, mis võib olla ka gaasilisel või vedelal kujul.

Adiabaatilise eeldust kasutatakse laialdaselt nii atmosfääri- kui merefüüsikas.

Näide – rümpilvisuse teke. Suvisel ajal päiksekiirgus soojendab maapinda sedavõrd, et suured õhukogused kerkivad. Vertikaalsel ülespoole liikumisel rõhk gaasimassi sees alaneb, gaas paisub (teeb tööd välisjõu vastu). Tulemusena alaneb gaasimassi temperatuur. Lõpuks gaas kondenseerub. Visuaalselt võime seda konstateerida rümpilve tekkimise kaudu.

Vaadeldava gaasimassi aeglane soojusvahetus ümbritseva õhuga on antud juhul tühine võrreldes kiire soojuskaoga gaasimassi ruumala suurendamiseks.

Adiabaatilise eelduse kehtib seda paremini), mida suurem on vaadeldav vedeliku- või gaasikogus. Nimelt kasvab pindala (mis määrab temperatuurimuutuse kiiruse soojusvahetuse tõttu ümbritseva keskkonnaga) võrdeliselt vedeliku- või gaasimassi lineaarmõõtmete ruuduga. Sisemine (termodünaamiline) temperatuuri alanemine rõhu vähenemise tõttu toimub aga ülikiiresti sõltumata gaasikoguse ruumalast (samaaegselt rõhu alanemisega).

7. TERMODÜNAAMIKA 2. SEADUS

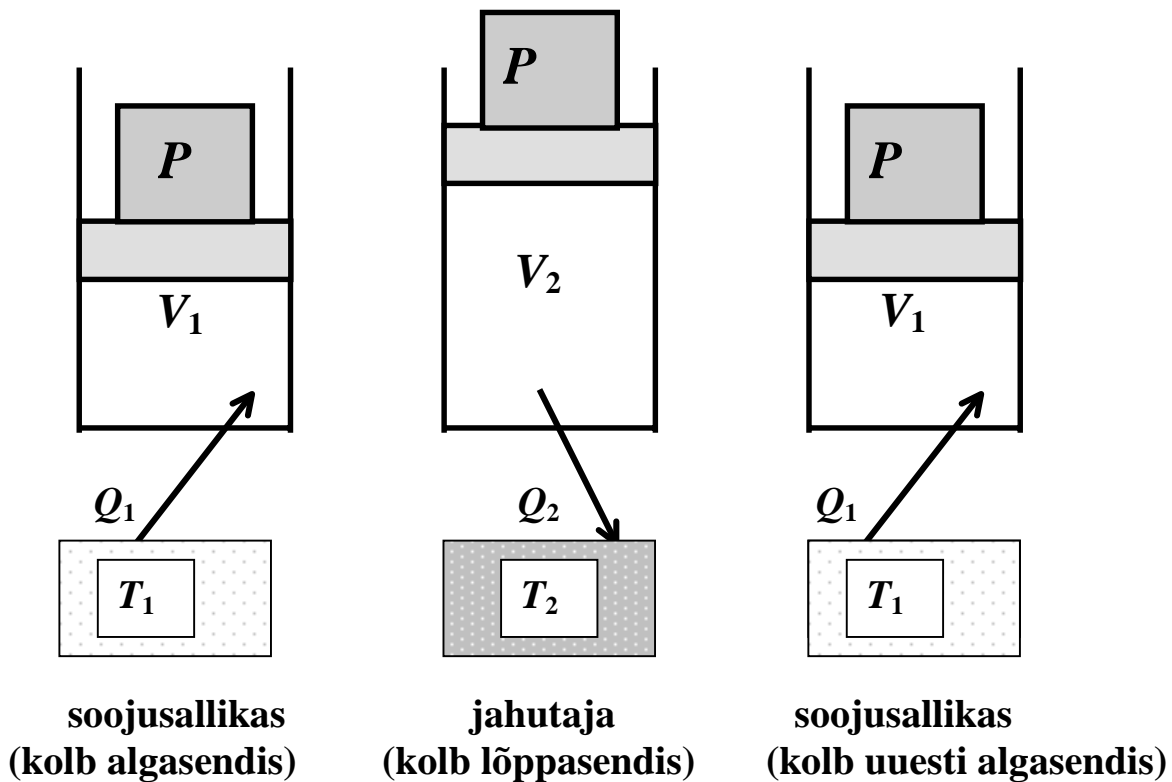
Termodünaamika 2. seaduse kõige lihtsam sõnastus: soojus ei saa iseenesest minna külmemalt kehalt soojemale.

Keerukam sõnastus on seotud mõistega **soojusjõumasin e. soojusmasin e. soojusmootor** (NB! mitte soojamasin!).

Mootor on seade, mis mittemehhaanilist energiat kulutades kordab mingit tsükli või ringprotsessi ja teeb mehhaanilist tööd.

Lihtne näide on kolbmootor, mis töötab gaaside paisumistöö arvel.

Demo: “kolbmootor”.



Joon. 7.1. Kolbmootori põhimõtteline skeem: soojusallikalt temperatuuriga T_1 võetakse soojushulk Q_1 ja antakse töögaasile, kolb tõuseb algasendist lõppasendisse; seejärel jahutatakse töögaasi jahutaja (T_2) abil, töögaasi esialgne ruumala taastub.

Töögaas, saanud soojushulga Q_1 , paisub ja tõstab kolvi koos raskusega P kõrgemasse asendisse, see ongi töötsükkel. Et seda korrata, tuleb gaasi jahutada, st juhtida osa soojust Q_2 ümbritsevasse keskkonda, seda tehakse jahutaja abil.

Ilmselt

$$Q_1 > Q_2,$$

sest kolvi allaviimine nõuab vähem energiat. Tsükli jooksul tehtud kasulik töö avaldub soojushulkade vahena:

$$A = Q_1 - Q_2 .$$

Seega korduvrežiimis ei kasutata mehhaaniliseks tööks kogu töötüklis esialgu saadud soojushulka Q_1 . Soojushulk Q_2 loovutatakse ümbrusele. Seda soojust saab kasutada mujal – majade ja kasvuhoonete kütteks jne. Soojusmasinas endas kasutamiseks on sellise, nn jääksoojuse temperatuur liiga madal.

Prantsuse insener Carnot tõestas, et soojusmasina maksimaalne kasutegur avaldub:

$$\eta_{\max} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} .$$

Nicolas Léonard Sadi Carnot, 1796–1832. Prantsuse insener ja füüsik, termodünaamika rajajaid. Töötas 1814–1828 sõjaväeinsenerina. Uuris soojusjõumasinate töötamise põhimõtteid – soojusjõumasina tööks on vajalik vähemalt kahe erisuguse t° -ga soojusallika olemasolu.

Carnot valem võimaldab sõnastada termodünaamika **2. printsiibi** järgmiselt:

2.-st liiki *perpetuum mobile* on võimatu, st, et masin, mis muudab saadava soojuse täielikult tööks, on võimatu. Selleks peaks jahutaja olema absoluutsel nulltemperatuuril ($T_2 = 0 \text{ K}$).

perpetuum mobile – igiliikur

Kasutades terminit *perpetuum mobile* saab sõnastada ka termodünaamika **1. printsiipi**:

1-st liiki *perpetuum mobile* on võimatu, st masin, mis igavesti töötab või liigub energiat kulutamata, on võimatu.

NB! “Heureka”-keskus Helsinki lähedal, jalgratta ratas pöörleb klaaskapis 5 aastat hooldamata ja näiliselt energiat tarbimata. Triki saladust pole leiutaja avaldanud.

Kolbaurumasinad

Kolbaurumasinad on kõige vanemateks soojusmasinateks. Vabrikutes võeti nad laialdaselt kasutusele 18. s. lõpul, raudteel ja merel 19. s. alul. Kolbaurumasinad olid osaks suuri sotsiaalseid muutusi põhjustanud tööstusrevolutsioonist.

Hindame kolbaurumasinat kasutegurit, Carnot järgi maksimaalne kasutegur:

$$\eta_{\max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} ,$$

Kaasaegse kolbaurumasinat temperatuuriparameetrid:

$$T_1 = 187 \text{ }^\circ\text{C} \approx 460 \text{ K} \quad (p_1 = 12 \text{ at}),$$

$$T_2 = 45 \text{ }^\circ\text{C} \approx 318 \text{ K} \quad (p_2 = 0.1 \text{ at}).$$

Seega
$$\eta_{\max} = \frac{460 - 318}{460} = 0.31 \text{ (ehk 31\%)} .$$

See on antud piirtemperatuuridel, millel masin sooritab oma tsükli, maksimaalselt võimalik kasutegur, mille arvutamisel pole arvesse võetud mitmesuguseid energiakadusid (soojuse lekkimine, hõõrdumine).

Praktikas on tegelik kasutegur maksimaalsest võimalikust oluliselt väiksem järgmistel põhjustel:

- 1) kütuse koldes põlemisel läheb kaduma ca 30% soojusest, seega küttekolde kasutegur on **ca 70%** :

$$\eta_{\text{kolle}} \approx 0.7 ;$$

- 2) hõõrdekaod on ca 10%, seega vastav mehhaaniliste liikumiste kasutegur on 90% :

$$\eta_{\text{mehh}} \approx 0.9 .$$

Kokku reaalse aurumasina kasutegur :

$$\begin{aligned} \eta_{\text{reaalne}} &= \eta_{\text{max}} \eta_{\text{kolle}} \eta_{\text{mehh}} \approx \\ &\approx 0.31 \cdot 0.7 \cdot 0.9 = 0.195 \approx \underline{\underline{0.2}} \end{aligned}$$

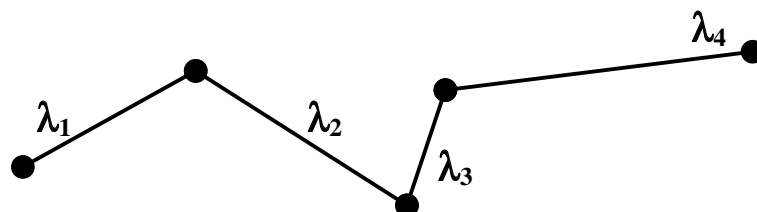
Võrdluseks – lihase kasutegur ≈ 0.4 .

Polzunov, Ivan Ivanovitš (1728–1766) – 1763. ja 1765. a. valmistas aurumasina, milles kaks kordamööda töötavat silindrit käitasid üht võlli.

Watt, James (1736–1819) – 1765. a. valmistas aurumasina, kus auru veeldati väljaspool silindrit (kondensaatoris), patent 1769. a., mehhaaniline edasi-tagasi liikumine võimaldas käivitada pumпасid, eriti kaevanduste ventileerimiseks. Aastal 1784 sai patendi pöörleva võlliga aurumasinale.

8. GAASI MOLEKULIDE VABA TEE KESKMINE PIKKUS

Gaasi molekulid on juhuslikus soojusliikumises. Iga molekuli trajektooriks on juhusliku kujuga murdjoon.



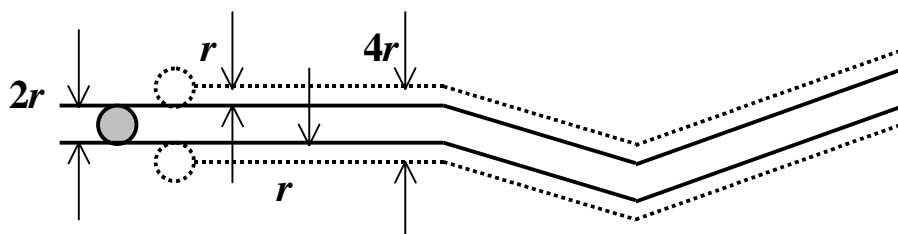
Joon. 8.1. Gaasimolekuli trajektooriks on murdjoon.

Murdjoone tipud vastavad molekuli põrgetele vastu anuma seinu või vastu teisi molekule. Iga järgmise löigu oma trajektoorist läbib molekul uues suunas ja uue kiirusega.

Sirglõikude pikkused $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ on erinevad. Sirglõikude keskmise pikkuse $\bar{\lambda}$ saame, kui jagame **ajaühikus** molekuli poolt läbitud kogu teepikkuse ehk molekuli **keskmise kiiruse** \bar{v} ajaühikus toimunud keskmise põrgete arvuga \bar{z} :

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}} . \quad (1)$$

Üritame määrata keskmist põrgete arvu \bar{z} . Selleks loobume eeldusest, et molekulid on lõpmatult väikesed ja vaatleme mingit raadiust r omava molekuli trajektoori. Selline molekul kujutab oma teel murdsilindri läbimõõduga $2r$. Oletame esialgu, et teised molekulid on paigal (joonisel 8.2 on teised molekulid kujutatud kahe punktiirringina).



Joon. 8.2. Molekuli trajektooriks on murdsilinder läbimõõduga $2r$.

Oma teel põrkab molekul kokku nende molekulidega, mille tsentrid ei ole murdsilindri servast kaugemal kui r , s.t põrgetest võtavad osa ainult molekulid, mille tsentrid mahuvad suuremasse murdsilindrisse läbimõõduga $4r$ (raadiusega $2r$).

Leiame selle suurema murdsilindri ruumala, mis vastab molekuli liikumisele ühe ajaühiku jooksul. Esitame selleks suurema murdsilindri mõõtmed:

pikkus \bar{v} (ajaühikus läbitud keskmine teepikkus),

läbimõõt $4r$,

raadius $2r$,

ristlõike pindala $S = \pi (2r)^2 = 4 \pi r^2$,

korrutades nüüd ristlõike pindala ja pikkuse, leiame ruumala V

$$V = 4 \pi r^2 \bar{v} .$$

Molekulide kontsentratsioon on n .

Molekulide arv suuremas silindris ehk keskmine põrgete arv ajahikus:

$$\bar{z} = V n = 4 \pi r^2 \bar{v} n . \quad (2)$$

Põrgete arvu avaldis saadi eeldusel, et teised molekulid on paigal. Kui arvestada ka liikumist, on põrkeid $\sqrt{2}$ korda rohkem (ei tõesta seda väidet). Seega põrgete arv liikumist arvestades:

$$\bar{z} = \sqrt{2} \cdot 4 \pi r^2 \bar{v} n . \quad (3)$$

Molekuli vaba tee keskmine pikkus (jätkame valemit (1)):

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}} = \frac{\bar{v}}{\sqrt{2} \cdot 4 \pi r^2 \bar{v} n} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot 4 \pi r^2 n} . \quad (4)$$

Saadud valemi järgi $\bar{\lambda}$ arvutamiseks peame ette andma molekuli raadiuse r ja molekulide kontsentratsiooni n . Kui võtta molekuli diameetriks

$$2 r = 2.3 \cdot 10^{-7} \text{ mm (H}_2 \text{ molekul),}$$

siis raadius

$$r = 1.15 \cdot 10^{-7} \text{ mm,}$$

kontsentratsiooni arvutame molekulide arvust normaaltingimustel:

$$n = \frac{6.02 \cdot 10^{23} \text{ (molekuli)}}{22.4 \text{ dm}^3} = \frac{6.02 \cdot 10^{23}}{22.4 \cdot 10^6 \text{ mm}^3} = \frac{2.7 \cdot 10^{16}}{\text{mm}^3} . \quad (5)$$

Paigutades need väärtused valemisse (4), saame molekulide vaba tee keskmiseks pikkuseks:

$$\bar{\lambda} = \frac{1 \text{ mm}^3}{\sqrt{2} \cdot 4 \pi (1.15 \cdot 10^{-7} \text{ mm})^2 2.7 \cdot 10^{16}} \approx 0.000158 \text{ mm} , \quad (6)$$

$$\bar{\lambda} \approx 10^{-4} \text{ mm} = 10^{-7} \text{ m} , \quad (7)$$

s.o. ca 1000 korda suurem kui molekuli enda diameeter (diameetri suurusjärg 10^{-7} mm).

Hindame molekuli põrgete arvu sekundis. Et kasutada valemit

$$\bar{z} = \frac{\bar{v}}{\bar{\lambda}} , \quad (8)$$

peame ette andma molekulide soojusliku (kaootilise) liikumise keskmise kiiruse \bar{v} . Õhus on see ligikaudu:

$$\bar{v} \approx 500 \frac{\text{m}}{\text{s}},$$

põrgete arv sekundis

$$\bar{z} = \frac{\bar{v}}{\bar{\lambda}} = \frac{500 \text{ m}}{\text{s} \cdot 10^{-7} \text{ m}} = 5 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{s}} \quad \text{ehk 5 miljrd põrget/s.}$$

Kuidas on molekulide vaba tee pikkus seotud rõhuga?

Vaba tee pikkuse ja kontsentratsiooni vahel on valemi (4) põhjal pöördvõrdeline seos

$$\bar{\lambda} \sim \frac{1}{n}; \quad (9)$$

kasutame nüüd gaaside molekulaarkineetilise teooria põhivõrrandit, et siduda kontsentratsioon rõhuga

$$p = \frac{1}{3} m n v^2, \quad \text{seega } p \sim n, \quad (10)$$

seega, kuna $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{n}$, siis ka $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{p}$,

ehk rõhu kasvades (kontsentratsiooni tõttu) molekulide vaba tee keskmine pikkus väheneb, omavaheliste põrgete arv ajaühikus kasvab.

9. ÜLEKANDENÄHTUSED GAASIDES

Siiani vaatlesime gaase tasakaaluolekus, s.t. et sellised gaasi parameetrid nagu:

T – temperatuur,

p – rõhk,

n – kontsentratsioon,

$\overline{v^2}$ – ruutkeskmise kiirus,

olid kogu gaasiga täidetud ruumis ruumis ühesugused.

Nüüd vaatleme nähtusi, mis tekivad gaasi hälbimisel tasakaaluolekust. Sellisel juhul püüab gaas taastada tasakaaluolekut, s.t. ühtlast temperatuuri, rõhku, kontsentratsiooni ja ruutkeskmist kiirust.

Tekivad nn **ülekandenähtused**. Ühest ruumiosast kantakse teise:

massi – **difusioon**,

liikumishulka e. impulssi – **viskoossus e. sisehõõre**,

soojust – **soojusjuhtivus**.

9.1. Difusioon gaasides (gaasimolekulide difusioon)

diffusio (lad. k.) – levimine, laialivalgumine, hajumine

Difusioon kujutab endast molekulide laialivalgumist nende juhusliku, kaootilise soojusliku liikumise tõttu. Iga üksik molekul liigub sõltumatult teistest molekulidest.

Kinnises ruumis põhjustab difusioon vaadeldava gaasi või vedeliku aeglast iseeneslikku segunemist ja kõikide parameetrite (temperatuur, ruutkeskmise kiirus, lisandite kontsentratsioon) ühtlast jaotumist.

Demo 1: KMnO_4 segunemine vees.

Demo 2: Mensuurid erinevat värvi lahustega.

Rõhutame veelkord, et difuusne segunemine on väga aeglane võrreldes teiste võimalike liikumistega gaasis või vedelikus.

Nimelt eristatakse difusiooni kõrval veel kolme erinevat vedeliku või gaasi liikumist, mis on segunemise ja ülekandenähtuste mõttes efektiivsemad, sest molekulid ei liigu nendes sõltumatult, vaid kas täiesti korrastatult või osaliselt korrastatud kogumitena:

1) advektsioon

advectio (lad. k.) – juurdevool;

eriti meteoroloogias kasutatav termin õhumasside horisontaalse liikumise puhul;

samaväärne terminiga *tuul* – õhu liikumine looduses, sundventilatsioon siseruumides;

voolamine – vedeliku või gaasi suunatud liikumine;

2) konvektsioon

convectio (lad. k.) – kokkuvedu;

gaasis või vedelikus toimuv põhiliselt vertikaalne liikumine raskusjõu toimele ja erinevuste tõttu tiheduses;

näit. *konvektiivsed pilved* – rünkpilved, tekivad tõusvatest õhuvooludest;

konvektsiooni näiteks on vabalt tsirkuleeriv vesi keskküttesüsteemis, kui aga vesi ringleb pumba mõjul, siis tegemist advektsiooniga.

(Märkus: termini *soojuse konvektsioon* all mõeldakse tehnikas soojuse levimist (soojusvahetust) liikuvate aineosakeste kaudu, näit. soojuse transport õhu, auru, vee, tosooli (auto jahutusvedelik) jne abil.

3) turbulents

turbulentus (lad. k.) – ebakorrapärane gaasi või vedeliku korrapäratu liikumine, toimub keeriste ja jugadena;

Tegelikkuses (näit. õhu liikumisel) toimuvad harilikult korraga kõik nimetatud liikumisviisid, millest ühte võib lugeda domineerivaks.

Difusioon kui molekulide kaootilisel soojusliikumisel põhinev nähtus toimub palju aeglasemalt kui seda esmapilgul lubaks molekulide keskmine kiirus. Meenutame, et õhus on molekulide keskmine kiirus:

$$\bar{v} \approx 500 \frac{\text{m}}{\text{s}} .$$

Kui molekulid saaksid sellise kiirusega otsejoones ruumi ühest osast teise lennata, toimuks difusioon siseruumides praktiliselt hetkeliselt. Tegelikult võtab molekulide liikumine toa ühest otsast teise aega mitu sekundit. Põhjuseks on gaasi molekulide omavahelised põrked (≈ 5 miljard põrget sekundis), mille tulemusena vaba tee keskmine pikkus õhus on ainult

$$\bar{\lambda} \approx 10^{-4} \text{ mm} .$$

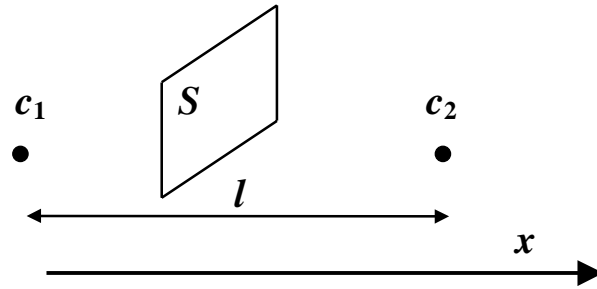
Demo 3: lõhna (parfüümi, suitsu) levik ruumis.

Kvantitatiivselt kirjeldab difusiooni **Fick'i seadus**, mis kehtib nii gaasides kui vedelikes, erinevus on vaid konstantides (kontsentratsiooni suuruses, difusiooni kiiruses jne).

A. Fick – saksa füsioloog (vt lk. 37).

Muutugu gaasi (vedeliku) kontsentratsioon horisontaalsihis, piki x -telge. Kujutleme kontuuri pindalaga S , läbi mille gaas difundeerub kontsentratsiooni c võrdsustamiseks ruumis (joon. 9.1).

Olgu teada (lisandi) kontsentratsioonid c_1 ja c_2 vastavalt punktides **1** ja **2** ning punktide vaheline kaugus l . Difundeerunud gaasi mass m on võrdeline ajaga t , pindalaga S ja kontsentratsiooni muutusega pikkusühiku kohta.



Joon. 9.1. Ficki seadus võimaldab arvutada läbi kontuuri S aja t jooksul difundeerunud gaasi massi, kui on teada (lisandi) kontsentratsioonid c_1 ja c_2 .

Vastava valemi esitas esimesena A. Fick:

$$m = -D \frac{c_2 - c_1}{l} t S, \quad (1)$$

kus

D – difusioonitegur, sõltub difundeeruvast ainest, temperatuurist, tihedusest. Milleks miinusmärk? Sest aine difundeerub kontsentratsiooni c kasvule vastupidises suunas.

Valemi (1) järgi arvutades saadakse difundeerunud mass alati vastasmärgilisena kontsentratsiooni kasvamise suuna suhtes.

Ficki seaduse range eksperimentaalse kontrolli teostas Umov (vene teadlane), kes näitas, et seadus on täpne ainult siis, kui **keskkond on täiesti isothermiline** ja **kontsentratsioonid väikesed**. Valemi korrektsema esituse korral väljendatakse kontsentratsiooni muutumine diferentsiaalide jagatisena ehk kontsentratsiooni tuletisena lähestikku asuvate punktide vahel

$$m = -D \frac{dc}{dx} t S. \quad (2)$$

Läbi ühikulise pinna ajaühikus difundeerunud gaasimass (ehk massivoo tihedus) j :

$$j = \frac{m}{t S} = -D \frac{dc}{dx},$$

$$j = -D \frac{dc}{dx}. \quad (3)$$

Leiame viimasest valemist difusiooniteguri D ühiku

$$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}} = [D] \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{ m}},$$

$$\frac{1}{\text{s}} = [D] \frac{1}{\text{m}^2},$$

$$[D] = \frac{\text{m}^2}{\text{s}} . \quad (4)$$

Märkus: difusiooniteguri ühik langeb kokku kinemaatilise viskoossuskoefitsiendi ühikuga.

Termodünaamika põhjalikumas kursuses seotakse ideaalse gaasi difusioonitegur mitmete teiste gaasi olekuparameetritega. Mainime mõned võimalused.

J. Maxwell (1831–1879, šoti päritolu inglise füüsik) tõestas, et ideaalse gaasi eelduse korral saab difusioonitegurit määrata teoreetiliselt

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda} , \quad (5)$$

kus:

\bar{v} – molekulide keskmine kiirus,

$\bar{\lambda}$ – molekulide vaba tee keskmine pikkus.

A. Einstein (1879–1955) sidus ideaalse gaasi difusiooniteguri molekulide liikuvuse ja temperatuuriga:

$$D = u_{\text{m}} RT , \quad (6)$$

kus

u_{m} – molekulide (üldisemalt osakeste) liikuvus.

Difundeeruva osakese (molekuli, aatomi, iooni, elektroni **liikuvuse** all mõeldakse võrdtegurit osakese kiiruse ja osakesele mõjuva jõu f vahel olukorras, kus osakesele mõjuvad veel teised jõud, mis aga liikumist takistavad (näiteks põrked teiste osakeste poolt), difundeeruva osakese keskmine kiirus (Remizov 1999, lk 236):

$$\bar{v} = u_{\text{m}} f .$$

9.2. Gaaside viskoossus ehk sisehõõre

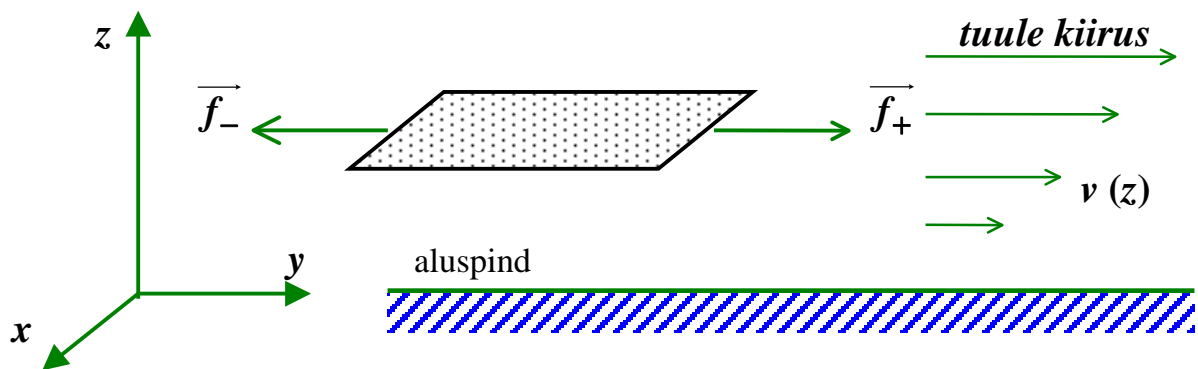
Gaaside viskoossuse matemaatiline käsitus on analoogne hüdrodünaamika peatükis esitatud sisehõõrde valemiga. Vaatleme gaasi horisontaalset laminaarset liikumist (advektsiooni), kus kiirus \mathbf{v} sõltub vertikaalsest koordinaadist

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}(z) , \quad (7)$$

näit. õhu liikumine (tuul) aluspinna lähedal. Eraldame liikuvast gaasist (õhus) kõrgusel z mõtteliselt õhukese plaadikujulise gaasikihi, pindala S .

Väljakujunenud liikumise korral on kiirus $\mathbf{v}(z)$ nivool z ühtlane, ja liikumist soodustav jõud ning liikumist takistav jõud võrdsed (joon. 9.2):

$$\left| \vec{f}_+ \right| = \left| \vec{f}_- \right| = f . \quad (8)$$



Joon. 9.2. Õhukesele plaadikujulisele gaasikihile S mõjuvad ülevalpool asuvad (kiiremad) gaasikihid hõõrdejõuga \vec{f}_+ liikumise suunas, allpool asuvad (aeglasemad) kihid liikumist takistava hõõrdejõuga \vec{f}_- .

Vastavalt Newtoni sisehõõrdeseadusele avaldub hõõrdejõud f :

$$f = \eta \left| \frac{dv}{dz} \right| S, \quad (9)$$

kus $\frac{dv}{dz}$ kujutab endast kiiruse “muutumise kiirust” vertikaalsihis ehk vertikaalset kiiruse gradienti,

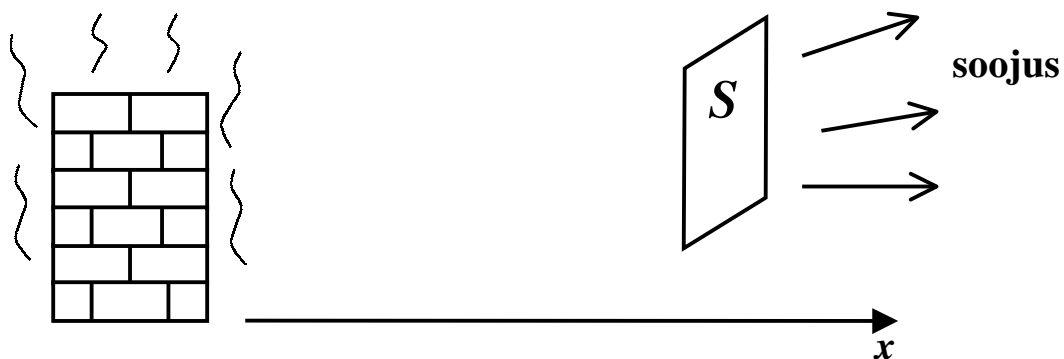
η – dünaamiline sisehõõrdetegur ehk viskoossuskoefitsient, ühik

$$[\eta] = \text{Pa} \cdot \text{s} = \dots = \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}. \quad (10)$$

Demo 4: Pöörlevad pappkettad.

9.3. Gaaside soojusjuhtivus

Muutugu gaasi temperatuur mingi sihis, näit. piki x -telge. Põhjuseks võib olla soojusallika (küttekeha – ahju, radiaatori vms) olemasolu (joon. 9.3).



Joon. 9.3. Küttekehalt levib soojus difuusse soojusvahetuse kaudu madalama temperatuuriga piirkonda, S – kontuur, läbi mille vaadeldakse soojusvoogu Q .

Soojemas piirkonnas on molekulide energia, st kaootilise liikumise kiirus suurem. Põrgetega antakse seda energiat edasi jahedamasse piirkonda. Toimub difuusne soojusvahetus.

Soojuse levikut iseloomustatakse soojusvooga, st soojushulgaga Q (džaulides), mis aja t jooksul läbib kontuuri (pinda) S :

$$Q = -\beta \frac{dT}{dx} t S, \quad | : t S \quad (11)$$

kus β on keskkonna soojusjuhtivustegur.

Valemit (11) nimetatakse soojusjuhtivuse valemiks.

Miks “-“ ?

Sellepärast, et soojus levib temperatuuri gradiendile $\frac{dT}{dx}$ vastupidises suunas. Mitte temperatuuri kasvu, vaid selle kahanemise suunas.

Antud juhul temperatuuri gradient $\frac{dT}{dx} < 0$, soojus aga levib x -telje positiivses suunas.

Et saada soojusvoo tihedust q (soojushulka ajaühikus pinnauhiku kohta), jagame võrrandit (11) korrutisega $t S$:

$$q = \frac{Q}{tS} = -\beta \frac{dT}{dx} . \quad (12)$$

Selgitame soojusvoo tiheduse valemis olevate suuruste ühikuid.

Soojusvoo tiheduse ühik:

$$[q] = \frac{\text{J}}{\text{s} \cdot \text{m}^2} = \frac{\text{W}}{\text{m}^2} . \quad (13)$$

Tuletame soojusjuhtivusteguri β ühiku. Valemite (12) ja (13) järgi

$$\begin{aligned} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} &= [\beta] \frac{\text{K}}{\text{m}} , \\ \frac{\text{W}}{\text{m}} &= [\beta] \text{K} , \\ [\beta] &= \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} . \end{aligned} \quad (14)$$

Põhjalikumask termodünaamika kursuses leitakse ideaalse gaasi soojusjuhtivustegur β molekulaarkineetilisest teooriast

$$\beta = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \bar{\lambda} c_V , \quad (15)$$

kus:

ρ – gaasi tihedus,

\bar{v} – molekulide keskmine kiirus,

$\bar{\lambda}$ – molekulide vaba tee keskmine pikkus,

c_V – gaasi isokooriline erisoojus.

9.4. Adolf Fick

1829–1901, saksa füsioloog, difusiooni ja vereringe uurija.

Tuntud peamiselt difundeeruva aine massi arvutamise valemi (esma)esitajana.

Esitas ka meetodi südametöö minutimahu arvutamiseks organismi hapnikutarviduse ja arteriaalse ning venoosse vere hapnikusisalduse erinevuse järgi.

10. REAALSED GAASID

10.1. Gaaside kõrvalekaldumine ideaalsusest

Tuletame meelde ideaalse gaasi rõhu sõltuvust ruumalast. Kasutame Clapeyron-Mendelejevi võrrandit

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (1)$$

kus:

m – gaasikoguse mass,

μ – antud gaasi moolimass,

$R = \frac{8.31 \text{ J}}{\text{mool} \cdot \text{K}}$, universaalne gaasikonstant.

Avaldame rõhu ruumala kaudu

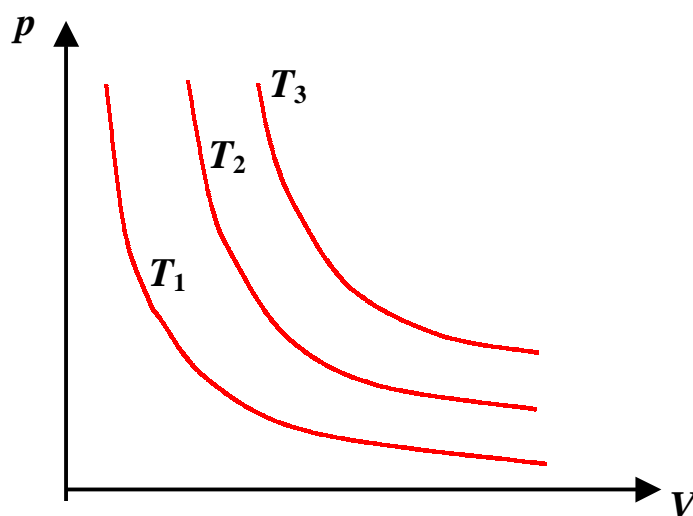
$$p = \frac{m}{\mu} RT \frac{1}{V}. \quad (2)$$

$\underbrace{\hspace{2cm}}$
= **const**, kui $T = \text{const}$, st protsess isotermiline

Seega isotermilises protsessis on rõhu p ja ruumala V vahel pöördvõrdeline sõltuvus

$$p \sim \frac{1}{V}, \quad (3)$$

graafiliselt väljendub see järgmiselt (joon. 10.1).



Joon. 10.1. Pöördvõrdeline sõltuvus ideaalse gaasi rõhu ja ruumala vahel. Iga kõvera (isotermi) ulatuses on temperatuur konstantne. Kõrgemale temperatuurile vastab kõrgem isotermi paiknemine, antud joonisel $T_1 < T_2 < T_3$.

Kui suurendada ideaalse gaasi rõhku **1000** korda, siis väheneb ruumala samuti **1000** korda. Selliseid nähtusi nagu **kondenseerumine** ja **aurustumine** ideaalse gaasi puhul ei ole, ideaalne gaas on lõpmatuseni kokkusurutav ega veeldu (jääb ikka gaasiks).

Ideaalse gaasi mõiste on teatud mõtteline mudel, mis võimaldab lihtsustada gaaside teoreetilist käsitlust.

Tegelikkus on loomulikult keerulisem. Reaalse gaasi, näit. gaasilise lämmastiku (**N₂**) isotermilisel kokkusurumisel temperatuuril **0° C** :

$$1 \text{ at} \rightarrow 1000 \text{ at} ,$$

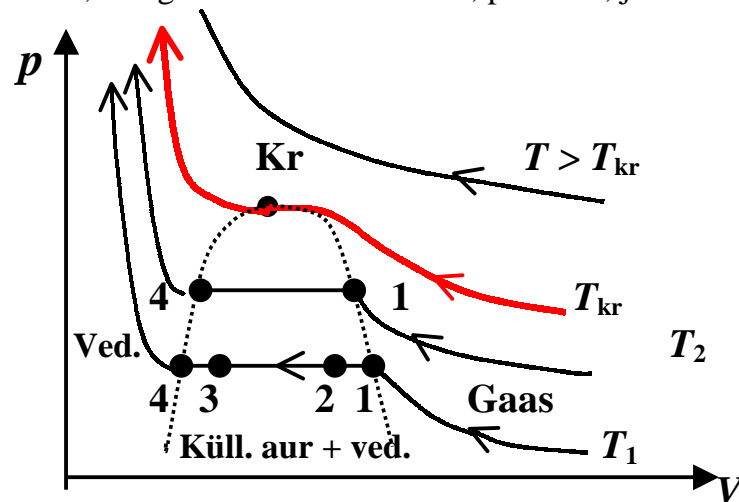
väheneb ruumala mitte **1000** vaid ainult **500** korda. Põhjuseks on molekulide lõplikud mõõtmed, mistõttu alates teatud lähedusest tekivad molekulidevahelised tõukejõud.

10.2. Kriitiline punkt

Vaatleme **reaalse gaasi** isotermi temperatuuril **T₁** . Gaasi isotermiliselt kokku surudes kehtib alul valem (Clapeyron-Mendelejevi võrrand):

$$p = \frac{m}{\mu} RT \frac{1}{V} \quad (4)$$

siis aga saabub moment, kus gaas hakkab veelduma, punkt **1** , joon. 10.2.



Joon. 10.2. Reaalse gaasi isotermid.

Punktis 2 on väike osa gaasist veeldunud, suurem osa veeldumata. Punktis 3 on enamus gaasist veeldunud. Punktis 4 on kogu gaas veeldunud. Lõigu 1–4 ulatuses on rõhk konstantne – küllastunud auru rõhk.

Ruumala veelgi vähendades (punktist 4 vasemale) on aine jätkuvalt vedelas faasis. Vedelike ruumala vähendamine nõuab väga suuri rõhkusid. Seepärast kasvab graafik ruumala vähendades peaaegu püstloodis.

Järgmised isotermid T_2 jne paiknevad kõrgemal, sirglõik 1–4 lüheneb.

Lõpuks, temperatuuril T_{kr} jääb lõigust järele punkt **Kr**. See on antud aine nn **kriitiline punkt**. Kriitilises punktis kaob vahe aine vedela ja gaasilise oleku vahel.

Vastav isoterm on kriitilise temperatuuri isoterm T_{kr} .

Kõrgemal kriitilisest temperatuurist ($T > T_{kr}$) pole antud aine vedel faas enam võimalik.

Vesi (H₂O):

$T_k = 374.2 \text{ }^\circ\text{C}$, $p = 225.7 \text{ at}$, tihedus $\rho = 0.31 \text{ g/cm}^3$.

10.3. Van der Waalsi võrrand

van der Waals - hollandi füüsik, tuletas valemi reaalse gaasi isotermidele.

Ühe kilomooli jaoks on van der Waalsi võrrand

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \cdot \quad (5)$$

Võrrand erineb ideaalse gaasi olekuvõrrandist kahe parandusliikme, a ja b poolest:

a – rõhu parandusliige, tingitud molekulide omavahelisest tõmbumisest, mis aitab gaasi koos hoida, nn **gaasi siserõhk**;

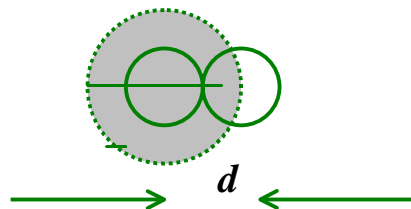
$$p_{\text{sise}} = \frac{a}{V^2}, \quad (6)$$

kui molekulide tõmbumine lakkaks, paisuks gaas pisut, endise ruumala säilitamiseks tuleks välisrõhku suurendada siserõhu võrra;

b – määrab selle osa gaasi ruumalast, mis jääb molekulidele nende lõplike mõõtmete tõttu kättesaamatuks;

b = gaasis olevate molekulide **4-kordne ruumala**.

Parandusliikme b mõiste selgitamiseks arutleme järgnevalt. Olgu anum as ainult 2 diameetriga d molekuli. Põrkemomendil on molekulide tsentrite vahekaugus d .



Joon. 10.3. Kahe molekuli põrkeheth, parempoolse molekuli tsester ei saa siseneda punktiiriga tähistatud ala (sfääri) sisse.

Teise molekuli tsester ei saa siseneda sfääri, mille raadius on

$$d = 2r,$$

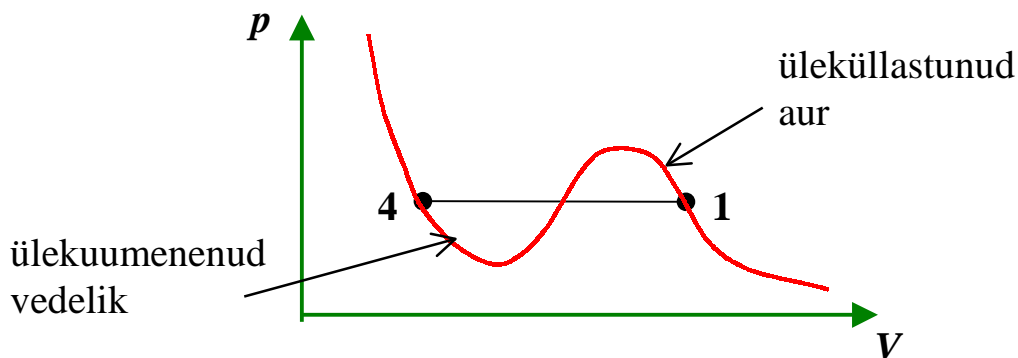
sest takistavad mõlema molekuli lõplikud mõõtmed. Seega on “keelatud ruumala” suuruseks raadiust d omava sfääri ruumala:

$$\frac{4}{3} \pi d^3 = \frac{4}{3} \pi (2r)^3 = 8 \cdot \frac{4}{3} \pi r^3, \quad (7)$$

$\underbrace{\hspace{10em}}$
 ühe molekuli ruumala

Seega kahe molekuli kohta jääb kättesaamatuks **8-kordne** ühe molekuli ruumala. Ühe molekuli kohta **4-kordne** ruumala. Kokkuvõttes on konstant b võrdne ühes kilomoolis sisalduvate molekulide **4-kordse ruumalaga**. Kui molekulid kaotaksid oma mõõtmed, suureneks kättesaadav ruumala, väheneks molekulide põrgete arv anuma siseseinale, seega väheneks ka rõhk. Rõhu suurendamiseks tuleks ruumala vähendada b võrra.

Van der Waalsi võrrandi järgi omaks isoterm kuju:

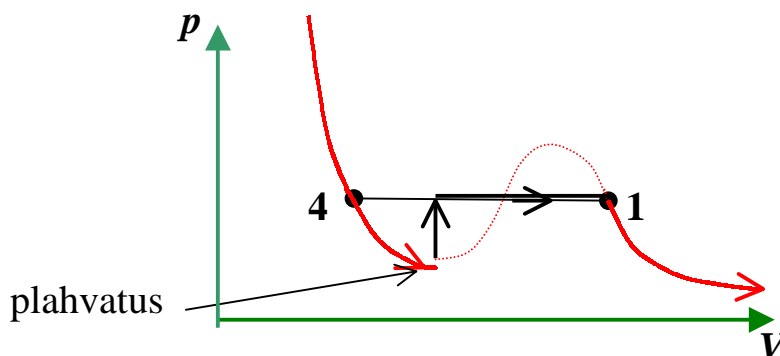


Joon. 10.4. Van der Waalsi võrrandi järgi arvutatud ideaalse gaasi isoterm omaks punktide **1** ja **4** vahel kõverjoonset kuju.

Ülekuumenenud vedelik

Van der Waalsi kõveral vastab lohk ülekuumenenud vedelikule. Väga puhas vesi võib rõhu alanedes jääda vedelasse olekusse ka **140 °C** puhul normaalrõhul, seejärel hakkab keema plahvatusesega (joon. 10.5).

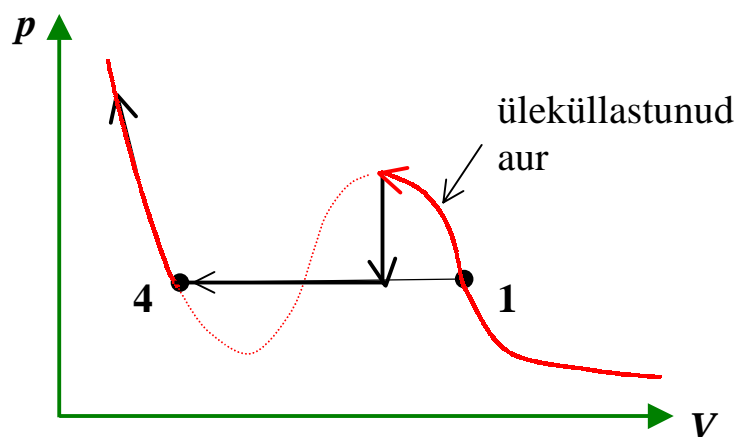
Lisandid ja anuma seinte poorides olev gaas soodustavad keema hakkamist.



Joon. 10.5. Ülekuumenenud vedelik aurustub plahvatusesega.

Üleküllastunud aur

Väga puhas veeaur võib hakata kondenseeruma hilinemisega, kui puuduvad kondensatsioonituumad (joon. 10.6). Lõpuks vajalik kondensatsioonituum siiski “leitakse” ja tekkinud üleküllastunud aur kondenseerub hetkeliselt. Tavaliselt on kondensatsioonituumad aga olemas ja kondenseerumise hilinemist pole.



Joon. 10.6. Kondensatsioonituumade puudumisel tekib gaasi kokkusurumisel üleküllastunud aur, mis seejärel hetkeliselt kondenseerub.

Seega van der Waalsi võrrand kirjeldab reaalsete gaaside ja vedelike ruumala ja rõhu sõltuvust igas piirkonnas, välja arvatud ülekuumenenud vedelikule ja üleküllastunud aurule järgnev vastav ala, kus kõverjoon tuleb asendada sirgega.

11. VEDELIKUD

Maailmameri – ookeanide ja merede sarnase hüdroloogilise režiimiga katkematu veekiht.

Planeedi pinnast 70.8%.

(Ka inimkehas umbes sama suhteline osa vedelikke.)

11.1. Vedelike ehitus

Aine vedel olek on gaasilise ja **kristallilise oleku** (termin *tahke olek* on füüsikaliselt ebatäpne) vahepealne, ühendab nii gaasilise kui kristallilise oleku jooni.

Sarnaselt gaasile võtab vedelik anuma kuju.

Sarnaselt kristallilisele kehale on vedelike ruumala vähemuutuv.

Mikrostruktuuri, s.t. molekulide paigutuse poolest on vedelikud gaaside ja kristallide vahepeal.

GAASIDES - täielik kaos, molekulid liiguvad korrapäratult.

KRISTALLIDES – nn kaugkord, vaadeldava molekuli ja tema naabrite asukoha järgi võib määrata väga kauge, näit. tuhandenda molekuli asukoha.

Kristallid reeglina **anisotroopsed**, omadused sõltuvad suunast.

Demo: kristallvõred.

VEDELIKES - nn. lähiskord, osakesest eemaldumisega korrapärasus ja prognoositavus kahanevad. Vedelikud on *kvaasikristallilised* – kristallisarnased. Vedelike struktuur on **isotroopne**, suunast sõltumatu.

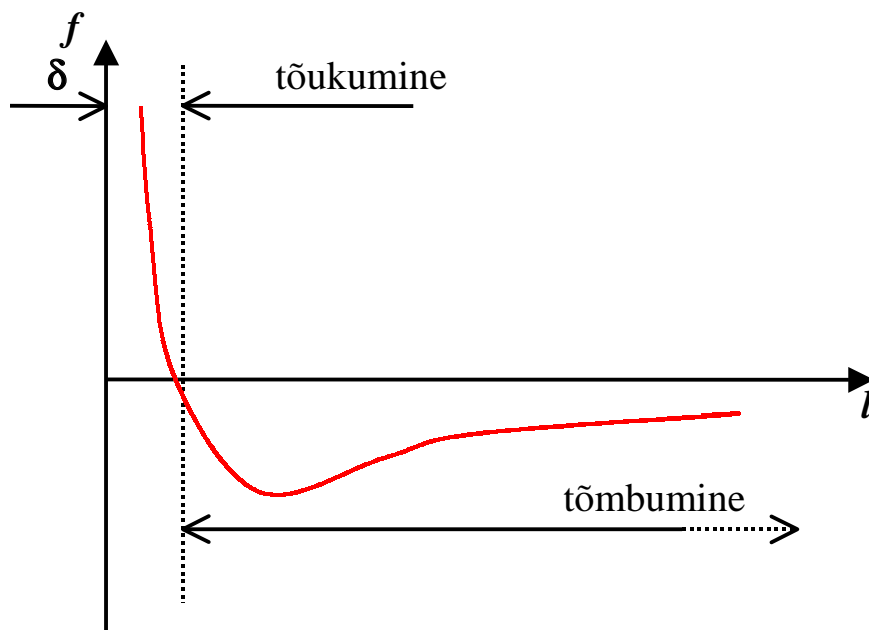
Vedelikes pole molekulid nii püsivalt paigal kui kristallis, kuid nad pole ka nii liikuvad kui gaasis. Vedeliku molekulid võnguvad teatud aja tasakaaluasendi ümber, siis aga teeb molekul väikese hüppe ja liigub uude asendisse. Hüppe ulatus on enamvähem võrdne molekulide vahekaugusega.

Molekulide vahekaugus vedelikus, δ , on parajasti nii suur, et tõmbe- ja tõukejõud on tasakaalus.

Meenutame, et kui molekulid on väga lähestikku, siis nad tõukuvad, kauguse suurenedes asendub tõukumine nõrga tõmbumisega, seejärel saavutab tõmbumine maksimaalväärtuse, kauguse veelgi suurenedes tõmbumine järjest nõrgeneb ja läheneb asümptootiliselt nullini (joon. 11.1).

Hindame molekulide vahekaugust δ vees (**H₂O**).

Oletame, et ainekogus on **1 mool (18 g**, mis täidab ruumala **18 cm³**). Jaotame selle ruumala mõtteliselt miniaatuurseteks kuubikulisteks kastikesteks, nii et iga molekuli paikneb oma kastikeses. Kastikesed täidavad kogu ruumala selliselt, et nende vahel tühi- kuid ei ole. Kastide üldarvuks on ilmselt Avogadro arv.



Joon. 11.1. Kahe molekuli vahelise jõu f suund sõltub molekulidevahelisest kaugusest l .

Ühe kasti ruumala V_1 avaldub:

$$V_1 = \frac{18 \text{ cm}^3}{6.02 \cdot 10^{23}} \approx 3 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3. \quad (1)$$

Kuna kastikeste vahel tühikuid ei ole, siis sellise kasti (kuubi) serva pikkus δ võrdub samaaegselt kaugusega kastide tsentrite vahel, mida võib lugeda ka keskmiseks kauguseks molekulide tsentrite vahel:

$$\delta = \sqrt[3]{V_1} = \sqrt[3]{3 \cdot 10^{-23}} = \sqrt[3]{30 \cdot 10^{-24}} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ (cm)} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ mm}. \quad (2)$$

Vedelikes loetaksegi molekulidevaheliseks kauguseks

$$\delta \approx 10^{-7} \text{ mm}.$$

Molekuli nn *efektiivne diameeter* – s.o. molekulide minimaalne vahekaugus põrkel, on õige pisut väiksem molekulide keskmisest vahekaugusest, kuid on samas suurusjärgus.

Nagu öeldud, molekul võngub edasi-tagasi, võnkeperiood

$$\tau = 10^{-13} - 10^{-14} \text{ s}.$$

Molekuli paikse elu kestus, ehk *relaksatsiooniaeg* (ld. k. *relaxatio* – puhkus, kergendus) on toatemperatuuril $\approx 10^{-7} \text{ s}$. Selle aja jooksul jõuab molekul sooritada

$$100\,000 - 1\,000\,000 \text{ võnget}.$$

Seejärel saab molekul “müksu” mõnelt naabrit ja teeb hüppe.

Piltlikult öeldes elavad molekulid nomaadide elu (*nomaadid* – rändrahvas, rändkarjakasvatajad). Lühiajalised rännakud vahelduvad pikkade paikse elu perioodidega.

Temperatuuri tõustes relaksatsiooniaeg väheneb, molekul muutub liikuvamaks. Vedelike võime voolata ongi tingitud tema molekulide võimest **ca 10^{-7} s** järel asukohta vahetada.

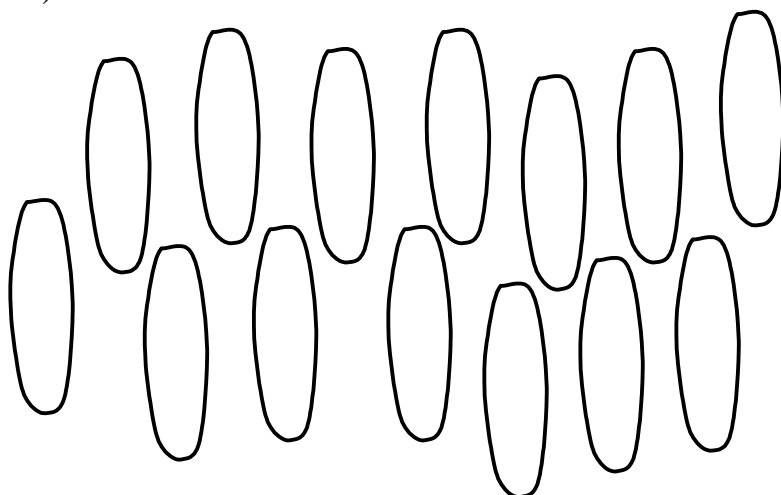
Vedelik voolab mingite välisjõudude mõjul. Looduses on üheks selliseks jõuks alati raskusjõud. Sageli veel tuulejõud. Kuid välisjõu mõjumise aeg peab olema relaksatsiooniajast tunduvalt pikem. Väga lühiajaliste jõudude mõjul käitub vedelik tahke kehana.

Näide. Asetame käe aeglaselt vette – vesi ei avalda mingit vastupanu ja voolab eest ära. Lööme peopesaga vastu vett – vesi avaldab vastupanu.

Hüpates vette 50 m kõrguselt võib inimene end tõsiselt vigastada. Sõja ajal vette katapulteerunud lendurid, kellel langevari ei avanenud, hukkusid reeglina löögist vastu veepinda. Ka lennuki hädamaandamine vette nõuab erilist vilumust. Veemootorisportlased (kiirus üle 100 km/h) kannavad veepinnalt saadavate vigastuste vältimiseks kiivrit.

Vedelad kristallid

On vedelikke, mille molekulid on väljavenitatud, pikliku kujuga, orienteeritud ühes suunas (joon. 11.2).



Joon. 11.2. Vedelkristallis on molekulid orienteeritud ühes suunas.

Sellistes vedelikes ei ole kristallile iseloomulikku kaugkorda. Kuid on *anisotroopia* (sõltuvus suunast, vrkl *isotroopia* – sõltumatus suunast).

Taoliste vedelike puhul sõltuvad suunast optilised omadused, näit. läbipaistvus. Selliseid vedelikke nimet. *vedelateks kristallideks* (*poolvedelateks kristallideks*).

Välistingimuste, näit. elektriväljaga, saab väljavenitatud molekulide orientatsiooni, seega ka optilisi omadusi muuta väga väikese energiakuluga. Kasutatakse elektronkellade, tas-kuarvutite jne indikaatorplaatides, TV ja arvutite õhukestes ekraanides jne.

(Täpsemalt – kasutatakse vedelate kristallide omadust lasta läbi ainult teatud suunas polariseeritud valgust.)

Amorfsed kehad

Esineb tahkeid kehi, mis on mitmes suhtes lähedasemad vedelikele kui kristallidele. Nende kehade osakeste asetuses esineb ainult lähiskord, kuid molekulid on väheliikuvad. Soojendamisel molekulide liikuvus kasvab. Üleminek vedelasse faasi toimub pidevalt, mitte hüppeliselt, nagu kristallil.

Nn *amorfsed* kehad. Ei ole anisotroopsed, on isotroopsed, sisestruktuur ei sõltu suunast. Sarnanevad allajahutatud vedelikele, mille liikuvus on piiratud.

Näit. bituumen, tõrv,
kautšuk,
mitmesugused määrded (tavott, litool),
rasv,
aknaklaas (sajandeid akna ees olnud klaasil pakseneb allserv).

Demo: bituumen kõveras torus.

11.2. Ülekandenähtused vedelikes

Nagu gaaside puhul, on tegemist järgmiste, üksikute molekulide sõltumatu kaootilise soojusliikumise seletatavate nähtustega:

- **difusioon** – massi (aine) ülekanne
- **viskoossus e. sisehõõre** - liikumishulga ülekanne
- **soojusjuhtivus** - soojuste ülekanne

Esimeses lähenduses (lihtsustatult) on ka ülekandenähtuste mehhanism sama, ning ka valemid sama kujuga, täpsemas käsitluses on aga ülekandenähtuste mehhanism vedelikes teistsugune kui gaasides.

Põhjuseks on vedelike molekulide suurem paiksus, seepärast toimub vastav ülekanne aeglasemalt kui gaasides. Vedelikud on inertsemad, aeglasemad. Näiteks keskmine hoovuskiirus ookeanis on **10 cm/s**, õhu liikumise kiirus laeva nn silla kõrgusel merepinnast aga **10 m/s**.

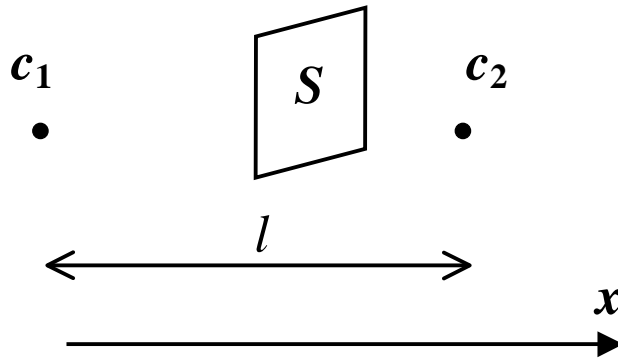
Erandiks on elastsuslainete (sh helilainete) levimiskiirus, mis vedelikes on oluliselt suurem kui gaasides:

heli kiirus vees **1500 m/s**,
heli kiirus õhus **330 m/s**.

Vedelike difusioon, lisandite difusioon vedelikes (lisandite difusioon vedelikes)

Nagu gaaside puhul, kehtib Ficki seadus, meenutame seda.

Muutugu vedeliku kontsentratsioon horisontaalsihis, piki x -telge. Kujutleme kontuuri pindalaga S , läbi mille vedelik difundeerub kontsentratsiooni c võrdsustamiseks ruumipunktide **1** ja **2** vahel.



Joon. 11.3. Analoogselt difusiooniga gaasides võimaldab Ficki seadus arvutada ka vedelikus läbi kontuuri S difundeerunud aine massi kontsentratsioonide erinevuse tõttu.

Aja t jooksul kandub läbi kontuuri mass m :

$$m = -D \frac{c_2 - c_1}{l} t S, \quad (3)$$

kus

D – difusioonitegur, sõltub difundeeruvast ainest, temperatuurist, tihedusest,

l – vaadeldavate punktide vaheline kaugus,

Kontsentratsioonide c_1 ja c_2 all mõeldakse mingi aine (lisandi) kontsentratsiooni vaadeldavates punktides.

Miinusmärk oli vajalik selleks, et aine difundeerub kontsentratsiooni c kasvule vastupidises suunas (kui $m > 0$, siis aine liigub x -telje positiivses suunas, kui $m < 0$, siis negatiivses).

Korrektsemas valemis on kontsentratsiooni muutus antud gradiendina vastava telje sihis

$$m = -D \frac{dc}{dx} t S. \quad (4)$$

Analoogselt ideaalse gaasiga avaldub difusioonitegur

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda}, \quad (5)$$

kus

\bar{v} – molekulide keskmine kiirus, vedelikes on molekulide keskmine kiirus ca $20 \times$ väiksem kui gaasis, seega:

$$\bar{v} \approx \frac{500 \text{ m}}{\text{s}} : 20 = 25 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \quad (6)$$

$\bar{\lambda}$ – molekulide hüppe ehk vaba tee keskmine pikkus ühest tasakaaluasendist teise:

$\bar{\lambda} = \delta \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ mm}$ (gaasi puhul oli 10^{-4} mm ehk ca $1000 \times$ suurem).

Kokkuvõttes on vedelike difusioonikoefitsient **ca 10 000** korda väiksem kui gaasil.

Demo 1: Difusioon Petri tassis KMnO_4 lahusega.

Demo 2: Difusioon mensuuris erinevat värvi lahustega.

Difusioon elusorganismides

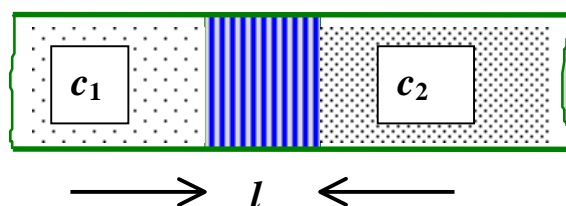
Omab tähtsat osa ainevahetuses, sest vedelikud on elusorganismide põhiline koostisosa.

Vedelike liikumine organismis on äärmiselt piiratud. Igal vedelikul on oma ülesanne ja ta saab liikuda põhiliselt organismi mingi alamsüsteemi (näit. vereringe, raku jne) piires. Nende piiride ületamist takistavad mitmesugused vaheseinad ehk membraanid.

Organismi ainevahetuse käigus tungib vedelik mõnes kohas läbi membraani, näit. läbi rakuseina. Nii toimub ainevahetus rakkude ja koevedelike vahel. Kvantitatiivselt kirjeldab aine levi jälle Ficki seadus, mis kirjutatakse kujul

$$m = -\frac{D}{l}(c_2 - c_1)St, \quad (7)$$

kus D tähistab difusioonitegurit, S membraani ristlõike pindala, t aega. Suurus l tähistab poolläbilaskva membraani paksust, c_1 ja c_2 on difundeeruva aine kontsentratsioonid vastavalt ühel ja teisel pool membraani (joon. 11.4).



Joon. 11.4. Vedeliku difundeerumine läbi poolläbilaskva membraani.

Suurust

$$\frac{D}{l}$$

nimetatakse membraani läbitavuse koefitsiendiks.

Märkus. Läbi poolläbilaskva membraani võivad liikuda nii neutraalsed kui laetud osakesed – ioonid. Viimaste difusioon sõltub lisaks kontsentratsioonide vahele ka elektriväljast. Elektrivälja mõjul võib difusioon toimuda ka kontsentratsiooni kasvamise suunas. Teisalt võib ionide difusioon kontsentratsioonide erinevuse tõttu tekitada biopotentsiaale (elekt-rivälja).

11.3. Osmoos, adapteerumine soolsusega, Läänemere elustik

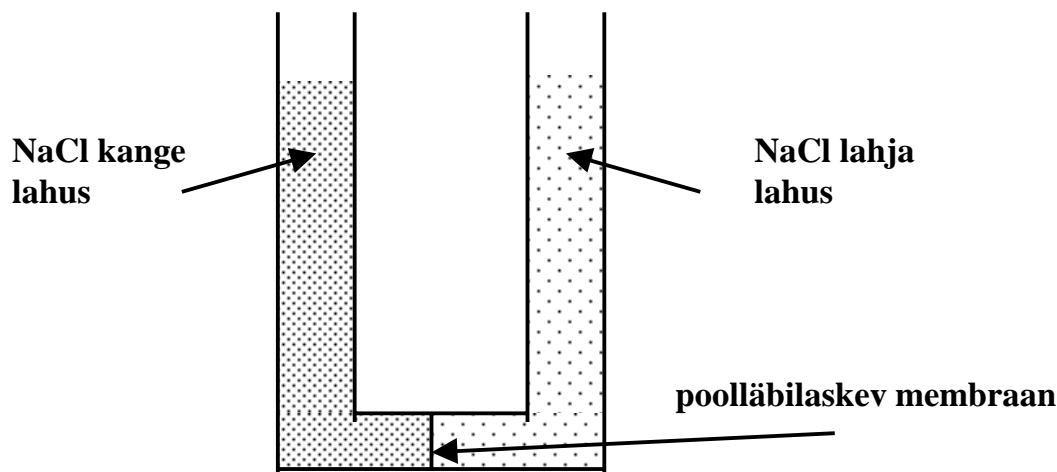
osmos (kr.k) – tõuge, lahuses olevate erinevate molekulide erinev difundeerumine (imbumine) läbi poolläbilaskva vaheseina
osmoos on difusiooni üks eriliikidest

Osmootne rõhk

Osmootne rõhk on osmoosi tagajärjel tekkinud täiendav rõhk. Vaatleme NaCl lahuseid U-torus, mis on jaotatud poolläbilaskva membraaniga kaheks osaks. Vasakul vaheseinast on kange NaCl lahus, paremal pool lahja lahus.

Katse alguses on katseklaasi vasemas ja paremas harus vedelikunivoode kõrgused võrdsed. Mõne aja pärast ühes harus nivoo tõuseb, teises langeb. Tekivad osmootne rõhk ja rõhulangus.

Millises katseklaasi harus vedelikunivoo tõuseb, vasakus või paremas?



Joon. 11.5. Osmoos NaCl lahustega.

Vesilahuste korral annab osmootse rõhu tekkimisele vastuse veemolekuli erandlik ehitus. Nimelt ei paikne H₂O molekulis aatomid reas, vaid 104 ° nurga all. Seega H₂O molekul kujutab endast elektrilist dipooli. Kui vette lisada soola, siis H₂O dipoolid lõhuvad soolamolekulid ionideks ja ümbritsevad igat tekitatudiooni mitmekihilise kobarana.

Nii on soolaioonid ümbritsetud otsekui valvurite poolt, viimased ei lase ioonil difundeeruda. Ka valvurid ise on hõivatud ega pääse difundeerima, kuid soolalahuses on ka vabu veemolekule, mis difundeeruvad sennapoole membraani, kus vett vähem on, st sinna, kus soolade kontsentratsioon on suurem.

Turgor

turgor – lad. k. *turgēre*, = turgestsents, turdus, kudede pingus

Loomsetes kudedes reguleeritakse osmootset rõhku rakkudevahelise vedeliku e. ekstratsellulaarse vedeliku kontsentratsiooni abil. Rakuvälise vedeliku soolade kontsentratsioon

on pisut madalam kui raku sees. Seega tungib vesi raku, hoides seda “täispuhutuna”, nagu kilekotti. Vedeliku kontsentratsiooni kahel pool rakuseina reguleerib organism sellisena, et rakk liigselt ei paisuks.

Taimsete rakkude erinevuseks on nende tugev tselluloosist ja pektiinidest koosnev rakusein, mis ei luba raku osmootse rõhu tõttu suureks venida. Rakkudes oleva rõhu tõttu on varred ja lehed püsti.

Rakusisest rõhku nimetatakse *turgoriks*.

Osmootne šokk

choc – pr. k., järsu ning tugeva vapustuse halvav, vahel ka surmav toime organismi; organismi regulatsiooni pidurdumisest tingitud vereringe ja ainevahetuse häired

Looduses on põhiliselt kaheksa soolsusega vett:

- 1) praktiliselt null-soolsusega vesi e. magevesi ($S \approx 0$), mis on enamikes siseveekogudes (väljaarvatud soolajärved),
- 2) ookeanivesi soolsusega $S \approx 35$, ühikut (**% , g/kg, ppt, psu**) UNESCO soovitus järgi pole vaja kirjutada.

Pidevalt veekeskkonnas elavad loomsed ja taimsed organismid on kohastunud soolsustele kas **35** või **0**.

Läänemeri oma vähese soolsusega (pinnakihtides **5–12**), on erandlik. Vähese soolsusega vett kutsutakse *riimveeks*.

Elusorganismide rakavedelike ja ekstratsellulaarsete (rakkude vahel olevate) vedelike soolsus on magevee ja ookeanivee vahepealne.

Kui magevee loom või taim satub ookeanivette, või vastupidi, ookeanis kohastunud organism satub magevette, siis muudab suunda läbi naha toimuv osmootne difusioon.

Näiteks ookeanivette sattunud magevee konn kaotab kaalus, sest tema sisemusest hakkab vesi tungima ookeanivette, üritades viimase soolsust alandada. Magevette sattunud ookeanikala sisemusse hakkab aga tungima magevesi, kala massi suurendades.

Luustikkude omavate kalade koevedelike soolsus on **7–8**. Järgnevas tabelis on loetletud magevee- ja ookeanikalade veevahetuse tähtsamad iseärasused.

Tabel 11. 1. Luustikkude omavate magevee- ja ookeanikalade veevahetus.

Mageveekalad	Ookeanikalad
<i>Hüpertoonilised</i> , organismi soolsus suurem kui mageveel.	<i>Hüpotoonilised</i> , organismi soolsus väiksem kui ookeaniveel.
Magevesi siseneb kala organismi naha kaudu.	Organismis olev vesi difundeerub naha kaudu ookeani.
Mageveekalad ei joo vett.	Vedelikukao kompenseerimiseks joovad ookeanikalad suures koguses vett, mis imendub sooltoru kaudu.

Rakuseinad hoiavad sooli kinni.	Eritavad soolalahust eriliste rakkude kaudu, mis paiknevad lõpustes. Nii eritatakse ühevalentseid ioone (Na^+ , K^+ , Cl^-).
Eritavad neerude kaudu suures koguses lahjat uriini.	Eritavad neerude kaudu väheses koguses kontsentreeritud uriini. Nii eritatakse kahevalentseid ioone (Mg^{++} , Ca^{++}). Soolade eritumine toimub ka väljaheidetega.
Ookeanivees hakkab mageveekalast vesi naha kaudu organismist välja difundeerima. Selle tagajärjel väheneb uriini eritumine ja laguproduktide väljaviimine organismist on takistatud. Laguproduktide kuhjumine põhjustab mürgituse. Sellele lisandub suurenenud soolasisalduse mürgine toime. Organism tõenäoliselt hukkub.	Sattudes magedasse vette hakkab magevesi läbi ookeanikala naha organismi tungima. Kehamass suureneb, organismi vedelike kontsentratsioon väheneb (lahjeneb). Organism tõenäoliselt hukkub kehavedelike kontsentratsiooni liigse alanemise tõttu.

Inimorganism vees

Inimorganismi koevedelike soolsus on ca **9**. Osmoosi suhtes kõige tundlikumad osad on silmad ja lõikehaavad. Nii magevette kui ookeanivette ujuma minnes hakkavad silmad kipitama. Kui vee soolsus on samuti ca **9**, siis on ebameldiv tunne silmades minimaalne, lõikehaavad (klaasikild jalas) kipitavad sellises vees vähem.

Läänemere kui riimveelise veekogu soolsus on **5–12**, osmoosi silmas pidades sobiv ujumiseks .

Füsioloogiline lahus

Soolsus ca **8.5–9‰** (õigem on kasutada protsente, **0.85–0.9%**).

Odavaimate füsioloogilise lahuste koostises on sooladest ainult **NaCl**. Kallimates on ka teisi sooli, glükoosi jm.

Manustatakse veeni organismis ringleva vedelikuhulga taastamiseks suure vere- või vedelikukaotuse puhul.

Organismide adapteerumine soolsusega

Veeorganismid, nii taimsed kui loomsed, kohanduvad halvasti teistsuguse soolsusega. Ellujäänutel asendub osmootne šokk osmootse stressiga.

Erineva soolsusega vees elavad kalad (lõhe, lest, tursk jt) suudavad reguleerida vee omastamist (joomist) ja uriini eritumist.

Suuri soolsuse muutusi talub angerjas. Angerja kehapinda kattev limakiht piirab vee- ja soolavahetust naha kaudu.

Luukaladest erinev veevahetus on avaookeani kõhrkaladel (hai, rai). Viimastel on koevedelike soolsus ligilähedane ookeanivee soolsusele, mistõttu osmoos läbi kattenaha puudub. Kõhrkalade toiduks tarvitamisel tuleb soolad kulinaarselt kalalihast eemaldada.

Osa Lõuna-Ameerika jõesuudmete lähedal elavaid kõhrkalasid on adapteerunud ka madalamale soolsusele.

Kuid isegi mõnekuuline ellujäämine ei pruugi ühesuguse soolsusega veekogust teistsugusesse siirdunud kalale (või muule mereloomale) tähendada lõplikku kohastumist, sest soolsuse muutus tingib peale osmootsete muutuste ka teistsuguseid. Näiteks paljuneb tursk halvasti madala soolsusega Läänemeres. Põhjuseks on tursamarja läbivajumine väiksema tihedusega vees ja sattumine põhjakihtidesse, kus Läänemeres napib hapnikku.

Riimveelisi veekogusid, ka Läänemerd, iseloomustavad liigivaesus, organismide mõõtmete vähenemine. Need organismid, kes on riimveega kohastunud (näit kilu, räim), on tänu headele toitumistingimustele aga arvuka populatsiooniga. Suured väljapüügid.

Konserveerimine

Soola- ja suhkrulahuseid kasutatakse conserveerimiseks. Vesi lahkub osmoosi tõttu bakterite organismidest, et suurendada lahuste veesisaldust. Bakterid hukuvad.

11.4. Vedelike viskoossus (sisehõõre) ja soojusjuhtivus

Vedelike viskoossus

Gaaside puhul kehtis Newtoni sisehõõrde seadus, see kehtib ka enamike vedelike puhul

$$f = \eta \frac{dv(z)}{dz} S, \quad (1)$$

$$[\eta] = \text{Pa s},$$

$$\eta = \text{const}, \text{ kui } T = \text{const}, \text{ njuutonlikud vedelikud}$$

Erinevus gaasidest – temperatuuri tõustes vedelike viskoossus kahaneb, gaaside oma kasvab. Põhjuseks erinevate mehhanismide domineerimine sisehõõrde füüsikalise põhjusena.

Gaasidel on sisehõõrde põhjuseks molekulide difundeerumine ühe kiirusega kihist teistsuguse kiirusega kihti.

Vedelikel on molekulide difundeerumine sisehõõrde põhjustajana väiksema tähtsusega, domineeriv on tõmbejõud vedeliku molekulide vahel. Temperatuuri tõustes muutuvad vedelikumolekulid liikuvamaks ja sagedamini eemalduvad üksteisest. Kui erandlikud temperatuurivahemikud välja arvata, siis temperatuuri tõustes vedelikud paisuvad. Molekulide eemaldudes tõmbejõud vähenevad ja seetõttu väheneb ka viskoossus. Vedelike (näit siirup) voolavus paraneb temperatuuri tõustes (gaaside oma kahaneb).

Meenutame, et njuutonlikele vedelikele ($\eta = \text{const}$, kui $T = \text{const}$) on rakendatavad klassikalise hüdrodünaamika seadused. Meenutame mittenjuutonliku vedeliku määratlust

Kui

$$\eta \neq \text{const}, \text{ vaatamata sellele, et } T = \text{const},$$

vaid sõltub vedeliku voolamise kiirusest, siis on tegemist *mittenjuutonliku*, anomaalse vedelikuga, mida uurib reoloogia.

Vedelike soojusjuhtivus (difuusne)

Erineb oluliselt gaaside omast. Vedeliku molekulid on suhteliselt paiksed.

Vedelikud on halvad soojusjuhid (peetakse silmas difuusset soojusvahetust kui passiivset molekulide tasandi protsessi).

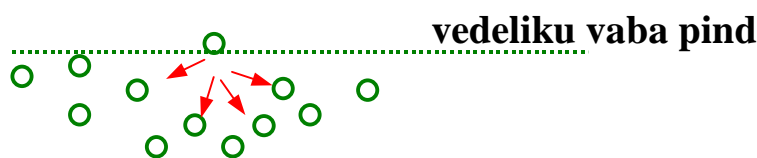
Aga keskküte? Mootorite vesijahutus?

Pole tegemist enam molekulide ehk mikrotasandil toimuva passiivse liikumisega, vaid makroskoopilise konvektsiooni, advektsiooni ja turbulentsiga, seega molekulide kollektiivse liikumisega, st liikumisega suuremas mastaabis kui molekulide soojuslik liikumine.

11.5 Vedelike pindpinevus

Vedelikes on molekulide vahekaugus parajasti nii suur, et tõuke- ja tõmbejõud on tasakaalus (vt joon. 11.1, lk 44, kahe molekuli vahelise jõu kohta).

Kui mõni molekul oma liikuvuse tõttu püüab vedelikust eemalduda, siis tõmbejõudude kasvu tõttu ta tavaliselt pöördub vedelikku tagasi.



Joon. 11.6. Pinnakihi molekulile mõjuvad naabermolekulide poolt tõmbejõud.

Kas molekulid siis üldse vedelikust välja ei saa? Saavad ikka, kuid raskustega. Kui temperatuuri tõsta, siis vedeliku molekulide kiirused kasvavad, molekulid eemalduvad üksteisest, tõmbejõud nõrgenevad. Vastavalt suurenevad molekulide võimalused vedelikust lahkuda. Molekulide tagasipöördumise tõenäosus sõltub sellest, kas vedeliku kohal olev aur on küllastunud või mitte.

Pinnakihi molekul on otsekui vedru otsas. Eemaldumine vedelikukihist tähendab vedru pinguletõmbamist. Lähenemine naabermolekulidele vastab vedru kokkusurumisele. Vedeliku molekul püüab saavutada tasakaaluasendit, milles potentsiaalne energia on minimaalne. Vedeliku vaba pind aga püüab võtta asendi, kus tema potentsiaalne energia on samuti minimaalne. Väikeste pindade puhul (kus võib jätta arvestamata Maa kumeruse) tagab minimaalse potentsiaalse energia tasapind.

Kui vedelikuosakesele ei mõju ükski jõud, sh gravitatsioonijõud, siis pinna potentsiaalne energia on minimaalne sel juhul, kui pind ise on minimaalne, st pind on kerakujuline. Vabalt langev veetilk, kui tema kiirus on väike, võtabki kera kuju, Kui kiirus suureneb, hakkab mõjuma õhutakistus ja tilk võtab voolujoonelise kuju.

Anumasse paigutatud vedelik võtab Maa raskusväljas anuma kuju, vedeliku vaba pind on aga horisontaalne. Selliselt on vaadeldava vedelikukoguse potentsiaalne energia minimaalne.

Võime teha järelduse, et vedeliku pinnal on potentsiaalne energia, seetõttu on vedelikul tendents vähendada oma pinda.

Vastavat jõudu, mis püüab vedeliku pinda kokku tõmmata, nimet. *pindpinevusjõuks*.

Pinna energiat nimet. *pindpinevusenergiaks*.

Vedelik oleks nagu ümbritsetud elastse kilega, mis püüab kokku tõmbuda. Sellele kilele võib isegi asetada kergemaid esemeid – nõela, žileti, peene traadi. Osa putukaid elab vee-pinnal, kasutades veepinna veepealset osa, osa putukaid kinnitub veepinnale vee alt.

Demo: Spiraalalusel laevukesed.

On loomulik eeldada, et erinevate vedelike võime oma pinda minimiseerida on erinev. Et võrrelda vedelike nimetatud võimet kvantitatiivselt, on defineeritud pindpinevusteguri mõiste.

$$\underbrace{E_{pp}} = \underbrace{\alpha}_{\text{vedeliku}} \underbrace{S}_{\text{pindala}} \quad (1)$$

pindpinevus- pindpine- vedeliku
energia vustegur pindala

Pindpinevusteguri võimalikud definitsioonid.

1. Pindpinevuse tõttu vedeliku pinnäühikul olevat energiat nimetatakse *vedeliku pindpinevusteguriks*.
2. Tööd, mida tuleb teha vedeliku pinna suurendamiseks ühiku võrra (jäával temperatuuril ja rõhul), nimetatakse *vedeliku pindpinevusteguriks*.

Pindpinevusteguri ühik

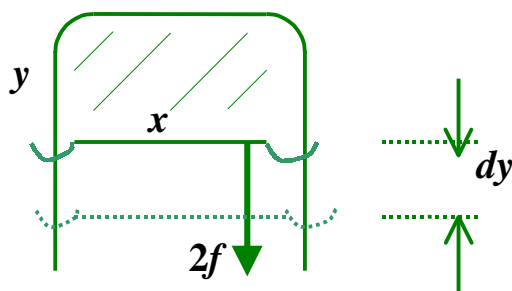
$$[\alpha] = \frac{\text{J}}{\text{m}^2}. \quad (2)$$

Teisendame pindpinevusteguri ühikut, korrutame murru lugejat ja nimetajat meetriga:

$$\frac{\text{J}}{\text{m}^2} = \frac{\text{N} \cdot \text{m}}{\text{m}^2} = \frac{\text{N}}{\text{m}}. \quad (3)$$

Siit idee interpreteerida pindpinevustegurit kui jõudu pikkusühiku kohta. Teeme katse traatkontuuriga, millel on seebikile (joon. 11.7).

Demo: Seebikile traatkontuuril.



Joon. 11.7. Rakendades seebikilet piiravale lahtisele traadile x jõu $2f$ suureneb seebikile kõrgus dy võrra.

Leiame seebikile esialgse summaarse pindala.

NB! Seebikile on tegelikult ruumiline kujund, mille paksus võib muutuda, vastavalt sellele, kuidas tema külgede pindala muutub. Tähistame seebikile ühe poole pindala xy , kahe poole summaarne pindala ehk seebikile kogupindala

$$S = 2xy. \quad (4)$$

Seebikile mõlema poole summaarne pindpinevusenergia kokku

$$E_{pp} = \alpha S = \alpha 2xy = 2\alpha xy.$$

Rakendame lahtisele traadile x jõu $2f$, mis liigutab traati allapoole dy võrra. Jõud teeb tööd

$$dA = 2f dy. \quad (5)$$

Seebikile pindala suureneb. NB! Seebikilel suurenevad mõlemad pooled, ühe poole pindala suureneb $x dy$ võrra, kokku toimub suurenemine

$$dS = 2x dy \quad (6)$$

võrra. Vastavalt suureneb pindpinevusenergia

$$dE_{pp} = \alpha dS = \alpha 2x dy . \quad (7)$$

Ilmselt tehtud töö võrdub suurenenud pindpinevusenergiaga

$$dA = dE_{pp} , \quad (8)$$

asendades siia dA ja väärtused valemite (5) ja (7), saame

$$2f dy = \alpha 2x dy , \quad (9)$$

$$f = \alpha x . \quad (10)$$

Seega vedeliku ja keha kokkupuutejoonel mõjub igale pikkusühikule jõud α risti kokkupuutejoonega ja puutujasuunaliselt vedeliku pinnaga.

Valemist (10) saame pindpinevustegurile uue definitsiooni: pindpinevustegur on vedeliku piirkontuuri pikkusühiku kohta mõjuv jõud.

Õeldust saab järeldada, miks vedeliku pinnal ujuv väike keha vajub põhja, kui tema mõõtmeid suurendada. Oletame, et suurendame keha kõiki 3 mõõdet 2 korda. Keha übermõõt ja kokkupuutekontuur vedelikuga suurenevad 2 korda. Vastavalt kasvab 2 korda ka pindpinevusjõud. Ruumala ja mass aga kasvavad 8 korda, st 4 korda kiiremini. Pindpinevusjõud ei pruugi enam tasakaalustada raskusjõudu.

11.6. Pindpinevuse määramine tilgameetodil

Vedeliku aeglasel väljavoolamisel peenest torust (pipetist) moodustuvad toru otsas tilgad. Vahetult enne lahtirebimist ripub tilk vedelikust moodustunud toruja kujuga "kaela" otsas (joon. 11.8).

"Kaela" raadius r on ligikaudu võrdne toru raadiusega.

Rippuvale tilgale mõjuvad 2 jõudu: allapoole suunatud raskusjõud ja viimast tasakaalustav ülespoole suunatud pindpinevusjõud.

Avaldame tilgale mõjuva raskusjõu P_1 :

$$P_1 = \rho_1 \Delta V_1 g , \quad (1)$$

kus:

ρ_1 – tilga tihedus,

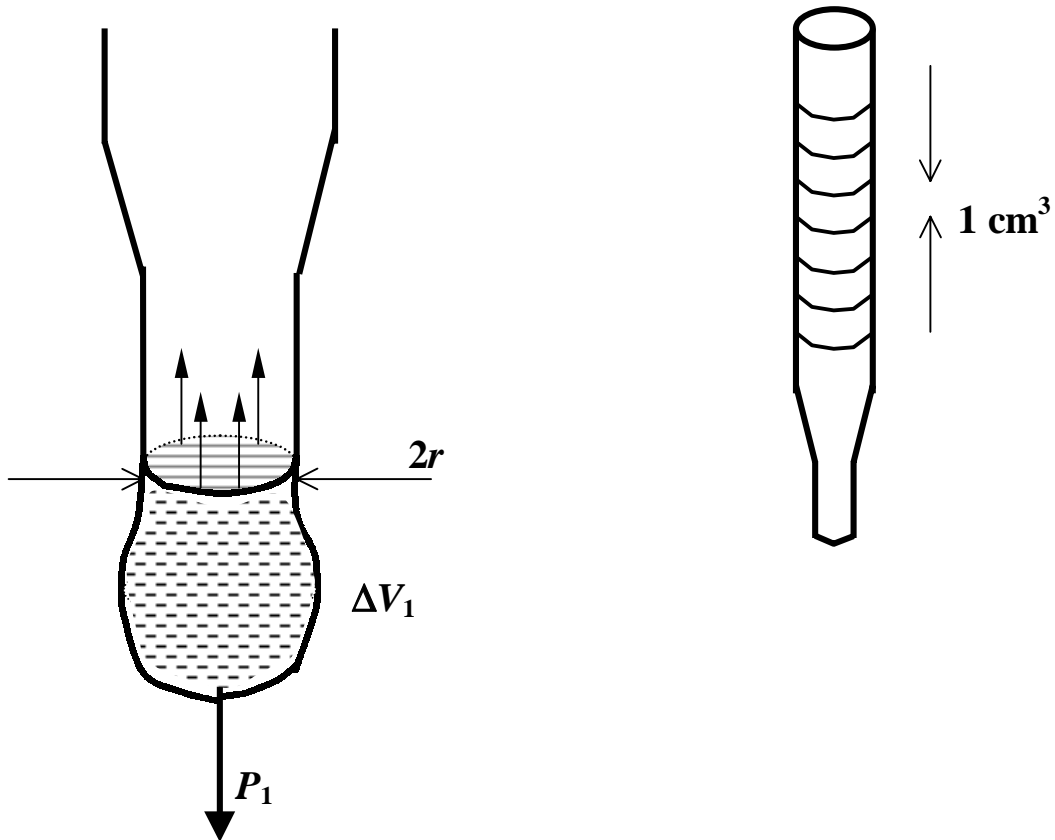
ΔV_1 – tilga ruumala,

g – raskuskiirendus.

Kuidas leida ühe tilga ruumala? Esiialgu tundub, et see on keeruline. Tegelikult ei ole. Kui pipeti seinale märkida kriipsud iga teatud ruumalakoguse, näit. 1 cm^3 järel, siis võib torust välja tilgutada kindla ruumala V_1 vedelikku ning lugeda samaaegselt tilkade arvu N_1 :

$$\Delta V_1 = \frac{V_1}{N_1} .$$

Harilikult tilgutatakse torust **1 cm³** vedelikku. Kui kapillaari läbimõõt on **3 mm**, moodustub veest umbes **20 tilka**, etüülalkoholist umbes **60** ja dietüüleest umbes **80** tilka.



Joon. 11.8. Tilga moodustumine pipeti otsas (vasak joonis), ruumalamõõdud iga **1 cm³** järel pipeti seinal (parempoolne joonis).

Raskusjõud avaldub nüüd

$$P_1 = \frac{\rho_1 V_1 g}{N_1} . \quad (2)$$

Tilgale mõjuvat raskusjõudu tasakaalustab pindpinevusjõud f_1 , mis mõjub tilga kaela kogu perimeetri ulatuses

$$f_1 = \underbrace{\alpha_1}_{\text{pindpinevustegur}} 2\pi r . \quad (3)$$

Kui tilkade moodustumine on hästi aeglane, siis lahtirebimismomendil

$$f_1 = P_1 ,$$

seega

$$\alpha_1 2\pi r = \frac{\rho_1 V_1 g}{N_1}, \quad (4)$$

millest

$$\alpha_1 = \frac{\rho_1 V_1 g}{N_1 2\pi r}. \quad (5)$$

Saadud valemis on kõik suurused suhteliselt lihtsalt määratavad. Valemite võib kasutada pindpinevusteguri α_1 leidmiseks.

Kui α_1 on mingi vedeliku jaoks määratud, siis seda vedelikku saab kasutada etalonvedelikuna mingi teise vedeliku pindpinevusteguri α_2 leidmiseks.

Tuleb vaid sama pipetti kasutades ära lugeda samale ruumalale V_1 vastavad teise vedeliku tilgad N_2 .

Tuletame arvutusvalemi. Arvestades, et teise vedeliku tilga ruumala on

$$\Delta V_2 = \frac{V_1}{N_2},$$

kirjutame analoogselt valemile (5) välja pindpinevusteguri α_2 valemi

$$\alpha_2 = \frac{\rho_2 V_1 g}{N_2 2\pi r}, \quad (6)$$

jagades nüüd valemi (6) valemiga (5), taanduvad välja toru raadius r ja vedeliku ruumala V_1 :

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\rho_2 N_1}{N_2 \rho_1}$$

millest sobiv arvutusvalem teise vedeliku pindpinevusteguri arvutamiseks esimese kaudu:

$$\boxed{\alpha_2 = \alpha_1 \frac{\rho_2 N_1}{N_2 \rho_1}}. \quad (7)$$

Kirjeldatud “tilgameetod” on üheks võimaluseks pindpinevusteguri mõõtmiseks. Teisi meetodeid:

- nn “lahtirebimismeetodiga”, mõõdetakse mingi väikese eseme (traatrõnga, žiletitera jne) vedelikupinnalt lahtirebimisjõudu,
- “mullimeetod”, mõõdetakse hõrendust, mille korral õhumullikesed eralduvad uuritava vedelikku paigutatud kapillaartoru otsast.
jne

11.7. Pindpinevus lahuste kontsentratsiooni määramisel

Paljude lahuste (näit piirituslahus) pindpinevustegur α sõltub oluliselt lahuse kontsentratsioonist c . Puhta vee ja piirituse pindpinevustegurid ($t = 20\text{ °C}$):

$$\text{H}_2\text{O} \quad (c = 0\text{ \%}): \quad \alpha = 72.8 \cdot 10^{-3} \text{ N/m},$$

$$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} \quad (c = 96\text{ \%}): \quad \alpha = 22.8 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}.$$

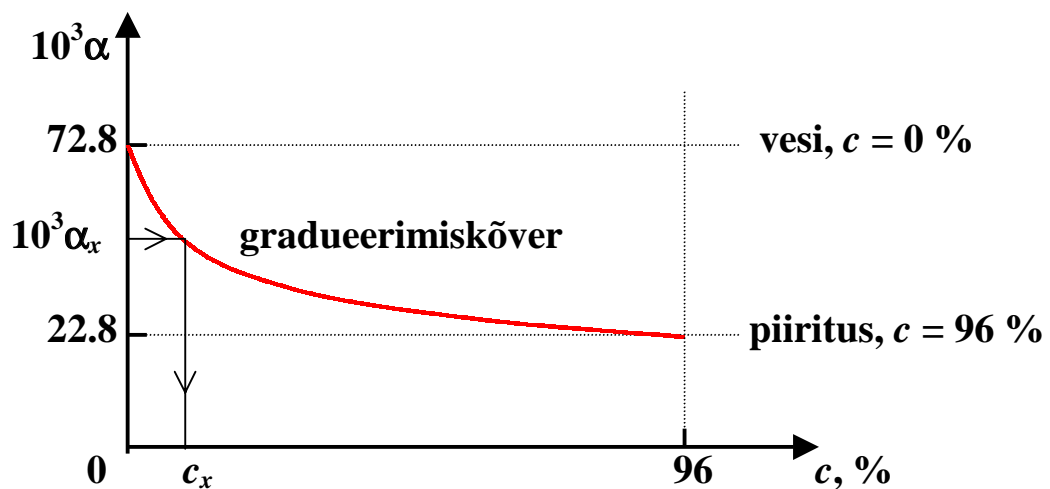
Selliste lahuste korral võimaldab lahuse pindpinevusteguri teadmine üleminekut lahuse kontsentratsioonile. Sageli on lahuse kontsentratsiooni määramine pindpinevusteguri kaudu lihtsam muudest kontsentratsiooni määramise meetoditest.

Nimetatud meetodi kasutamise korral eeldatakse gradueerimiskõvera

$$\alpha = f(c) \text{ või } c = f(\alpha),$$

olemasolu. Gradueerimiskõvera puudumisel tuleb see koostada etalonlahuste abil tehtud mõõtmiste alusel. Seejärel mõõdetakse pindpinevustegur α ja gradueerimiskõvera abil leitakse otsitav kontsentratsioon c .

Vaatleme näitena piirituslahuse kontsentratsiooni määramist (joon. 11.9). Esmalt mõõdetakse lahuse pindpinevustegur α_x , seejärel määratakse gradueerimiskõvera abil otsitav kontsentratsioon c_x .



Joon. 11.9. Etüülpriirituse lahuse pindpinevusteguri sõltuvus kontsentratsioonist graafiliselt väljendatuna (nn gradueerimiskõver);

kontsentratsiooni c_x määramine pindpinevusteguri α_x abil.

Detergendid

detergere (lad. k.) – puhtaks pesema

pindaktiivsed ained, mõjustavad (vähendavad) vedelike pindpinevustegurit ja parandavad seega pesemisomadusi

Demo 1: Pindpinevusteguri vähendamine seebilahuse lisamisega Petri tassis.

Demo 2: Spiraallaevukeste uppumine.

Millised ained suurendavad vee pindpinevust? Soolad. Kuid looduses eettulevaid soolsusi arvestades on pindpinevuse kasv aga tühine. Soolsuse kasv väärtuselt **0** kuni **40 %** suurendab vee pindpinevust ainult **$1.5 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$** ehk **2 %** võrra. Seega merevee pindpinevus ei ole märkimisväärselt suurem kui jõe- või järvevee oma. Visuaalselt see mingeid effekte ei põhjusta (kuigi põhimõtteliselt peaks ookeanivee murdlainete vaht erinema järve- või jõevee omast väiksemate ja ebapüsivamate mullide poolest).

Murdlainete vaht koosneb nimelt väga väikestest õhumullidest, mis puhtas vees ruttu purunevad. Kui lisada detergente, siis tekivad suuremad ja püsivamad mullid, mis võivad püsida tunde, samuti paranevad vee pesemisomadused.

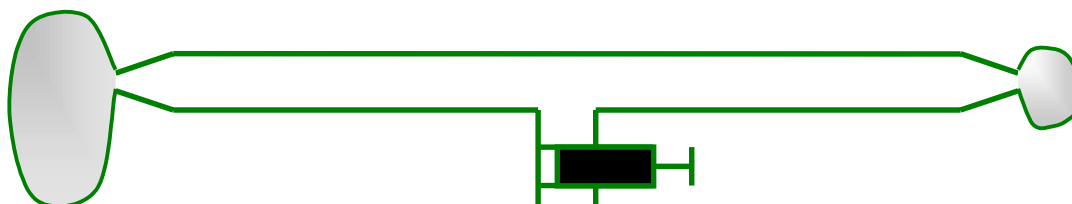
Küll aga on merevee pesemisomadused pisut halvemad kui siseveekogude vetel.

Ülesanne. Arvutada laevakerele mõjuv pindpinevusjõud. Laeva kokkupuute kontuurjoont veekeskkonnaga modelleerida ristkülikuga. Laeva (ristküliku) pikkus on 100 m , laeva (ristküliku) laius 20 m, merevee pindpinevustegur **$\alpha = 70 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$** .

Väljendada tulemus njuutonites (**N**) ja jõukilogrammides (**kgf**).

11.8. Rõhk vedeliku kumera pinna all

Alustame lihtsa katseseadme kirjeldamisest. Olgu meil **T**-kujuline klaastoru, mille otstesse puhume erineva suurusega seebimullid – vasakule suurema, paremale väiksema.



Joon. 11.10. Erineva suurusega seebimullid T-toru otstes.

Küsimus: kuidas liigub õhk pärast kraani sulgemist?

- Võimalused:
- 1) suuremast väiksemasse, kuni ruumalade võrdsustumiseni,
 - 2) väiksemast suuremasse, kuni väiksem kaob ära,
 - 3) üldse ei liigu, säilib mullide esialgne suurus.

Vastus sellele konkreetsele küsimusele sisaldub üldisemas probleemis – milline on pindpinevuse tõttu rõhk vedeliku kumera pinna all?

Ilmselt on seebimulli sees olev rõhk p_{sise} suurem kui mullist väljaspool olev atmosfäärirõhk $p_{\text{välis}}$. Vastasel juhul tõmbuks mull pindpinevusjõudude mõjul kokku.

Edasi vaatlemegi ainult ühte seebimulli ja püüame leida mulli sees oleva ülerõhu p .



Joon. 11.11. Rõhk seebimulli sees peab olema suurem kui mullist väljas.

$$p_{\text{sise}} = p_{\text{välis}} + \underbrace{p}_{\text{ülerõhk e. lisarõhk}} \quad (1)$$

Tähistame:

V – mulli siseruumala,

$R_1 \approx R_2 \approx R$ – vastavalt sise- ja välisraadius,

$S_1 \approx S_2 \approx S$ – vastavalt sise- ja välispindala.

Oletame, et soovime suurendada mulli ruumala dV võrra (näit. soojendamise või õhu juurdepumpamisega). Ruumala suurendamiseks tuleb teha tööd:

$$dA = p dV . \quad (2)$$

Seda tööd tehakse pindpinevusjõudude vastu, vastavalt suureneb nii sise- kui välispindala pindpinevusenergia, seega:

$$dA = dE_{pp} = \underbrace{\alpha dS_1}_{\text{sisepindala kasv}} + \underbrace{\alpha dS_2}_{\text{välispindala kasv}} \approx 2\alpha dS . \quad (3)$$

Võrdsustades valemite (2) ja (3) paremad pooled

$$p dV = 2\alpha dS . \quad (4)$$

Leiame ruumala diferentsiaalse juurdekasvu dV , selleks diferentsime sfääri ruumala V valemist

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 ,$$

$$\underline{dV} = \frac{4}{3}\pi (R^3)' dR = \frac{4}{3}\pi 3R^2 dR = \underline{4\pi R^2 dR} . \quad (5)$$

Leiame dS valemi (4) jaoks, diferentsime sfääri pindala S valemist

$$S = 4\pi R^2 ,$$

$$\underline{dS} = 4\pi (R^2)' dR = 4\pi 2R dR = \underline{8\pi R dR} . \quad (6)$$

Paigutame saadud dV ja dS väärtused valemisse (4):

$$p \underline{4\pi R^2 dR} = 2\alpha \underline{8\pi R dR} , \quad (7)$$

$$pR = 4\alpha ,$$

$$\boxed{p = \frac{4\alpha}{R}} . \quad (8)$$

Rõhk seebimulli sees on sellise suuruse võrra välisrõhust suurem. Kuna rõhk on pöördvõrdeline raadiusega, siis väiksema mulli sees on rõhk suurem.

Demo 1: Rõhk suure ja väikese mulli sees.

Märkus. Vaatlesime seebimulli, sellel on 2 pinnakihti (sisemine ja välimine. Kui vaatleksime veetilka õhus või õhumulli mingi vedeliku sees, siis oleks mullil ainult üks kokkutõmbuv piirpind ning lisarõhk oleks vastavalt 2 korda väiksem kui seebimullis:

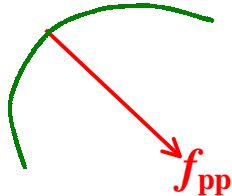
$$\boxed{p = \frac{2\alpha}{R}} .$$

(9)

Üldine järeldus

Vedeliku pinnakihi kõveruse tõttu tekib lisarõhk, mis kumera pinna all on positiivne ja nõgusa pinna all negatiivne.

Lisarõhku tekitavate pindpinevusjõudude summaarne jõuvektor on suunatud kumeralt küljelt kõverustsenti poole (joon.11.12).

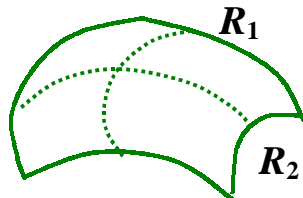


Joon. 11.12. Pindpinevusjõudude summaarne vektor on suunatud kõverustsenti poole.

Esitatud teoreetilises käsitluses lugesime veetilgad ja õhumullid sfäärilisteks. Üldjuhul on need deformeeritud sfäärid. Sel juhul võib kõverpinna igas punktis määrata nn keskmise kõverusraadiuse

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (10)$$

Geomeetrias tõestatakse, et raadiustele R_1 ja R_2 vastavate kaarte (joon. 11.13) pööramisel keskmine kõverusraadius ei muutu.



Joon. 11.13. Kõverpinnal asuvate ristuvate joonte pööramisel kõverusraadius ei muutu.

Keskmist kõverusraadiust kasutades saab vedelikus olevas gaasimullis või gaasis olevas vedelikutilgas oleva lisarõhu valem (9) üldisema kuju

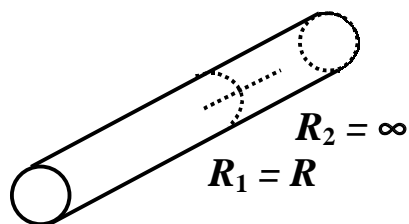
$$p = \frac{2\alpha}{R} = 2\alpha \frac{1}{R} = 2\alpha \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

$$p = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Laplace'i valem

(11)

Erandjuhul, kui on tegemist silindrilise pinnaga (näit. vedelik kapillaartorus)



Joon. 11.14. Kõverusraadiused silindrilise pinna korral.

$$p = \alpha \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\infty} \right) = \frac{\alpha}{R} . \quad (12)$$

Piirjuhul, kui vedeliku pind on nii suur, et pind on vaadeldav tasapinnana, siis

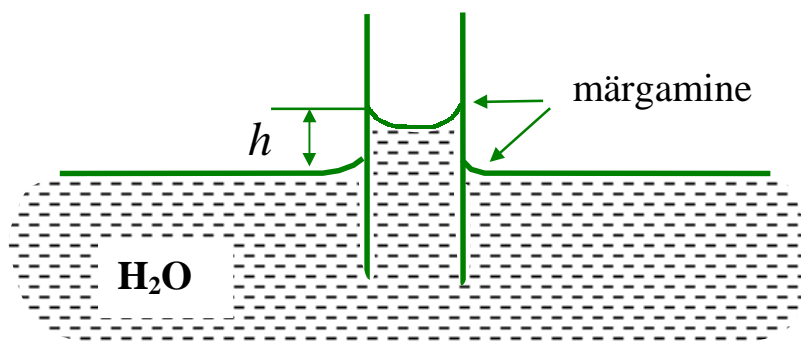
$$R_1 = R_2 = \infty, \\ p = \alpha \left(\frac{1}{\infty} + \frac{1}{\infty} \right) = 0 . \quad (13)$$

11.9. Kapillaarsus

capillus – lad. k. juus

Vaatleme pindpinevusefekte peentes torudes.

Kui torgata puhas peen klaastoru vette, siis vesi tõuseb torus kõrgemale üldisest veeni-voost. Põhjuseks on asjaolu, et vee molekulid tõmbuvad klaasi molekulide poole tugevamini kui üksteise poole.



Joon. 11.15. Kapillaarne tõus.

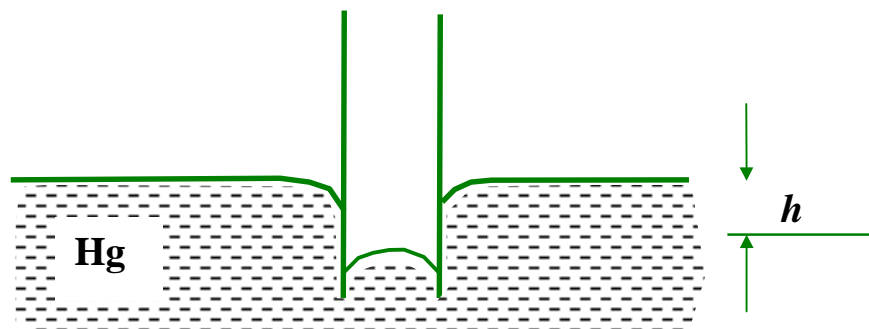
Klaastorus lõpeb vedelikupind nõgusa meniskiga.

meniskos – kr. k. kuusirp

Pindpinevusjõudude tõttu on vedeliku kõvera pinna puhul alati tegemist lisarõhuga, mis on suunatud kõverustsentrile poole, antud juhul üles, see kompenseeribki raskusjõu, tekib vedeliku nn **kapillaarne tõus**.

Pindpinevusel on tähtis roll vedelike tõusul taimede vartes. Vibratsioon (ultraheli) soodustab kapillaarset tõusu. Maavärinate ennustamine – kui kuningpriimula Jaava saarel hakkab õitsema enne õiget aega, on oodata maavärinemist, kohalikele elanikele on sellised taimed pahaendelise tähendusega.

Kui võtta vee asemel elavhõbe (Hg), siis viimane klaasi ei märga, elavhõbeda molekulid tõukuvad klaasist, moodustub kumer menisk, vastavalt **kapillaarne langus**.



Joon. 11.16. Kapillaarne langus.

Demo: kapillaarne tõus ja langus.

Leiame seose pindpinevusteguri ja kapillaarse tõusu kõrguse vahel (kapillaarse languse puhul on käsitlus analoogiline).

Kasutame eelmise alapunkti valemit

$$p = \frac{2\alpha}{R} \quad (14)$$

rõhu arvutamiseks kumera pinna all (NB! R on meniski raadius, mitte kapillaartoru raadius).

See rõhk tasakaalustab raskusjõust tingitud rõhu

$$p = \rho g h, \quad (15)$$

võrdsustades viimaste valemite paremad pooled

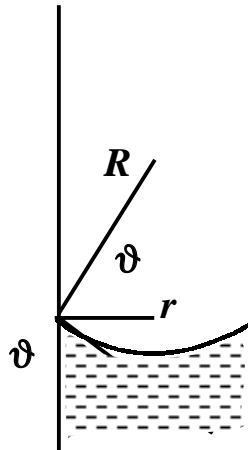
$$\frac{2\alpha}{R} = \rho g h,$$

millest

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g R}, \quad (16)$$

kus R on meniski raadius.

Kapillaartoru radiust õnnestub sisse tuua meniski äärenurga ϑ abil (joon. 11. 17).



Joon. 11.17. Vedelikumeniski geometria kapillaartorus.

Seosed kapillaartoru raadiuse r ja meniski raadiuse R vahel

$$r = R \cos \vartheta,$$

$$R = \frac{r}{\cos \vartheta},$$

paigutades tulemuse kapillaarse tõusu valemisse (16):

$$h = \frac{2\alpha \cos \vartheta}{\rho g r}, \quad (17)$$

on ilmne, et peenemas torus on kapillaarne tõus suurem (nii toru raadiuse r kui vedeliku äärenurga ϑ vähenemine suurendavad h väärtust).

Vedeliku kapillaarne tõus on tähtis litosfääri (kivimid, muld) niiskusrežiimi kujunemisel ja taimedes taimemahlade liikumisel.

11.10 Märgamine

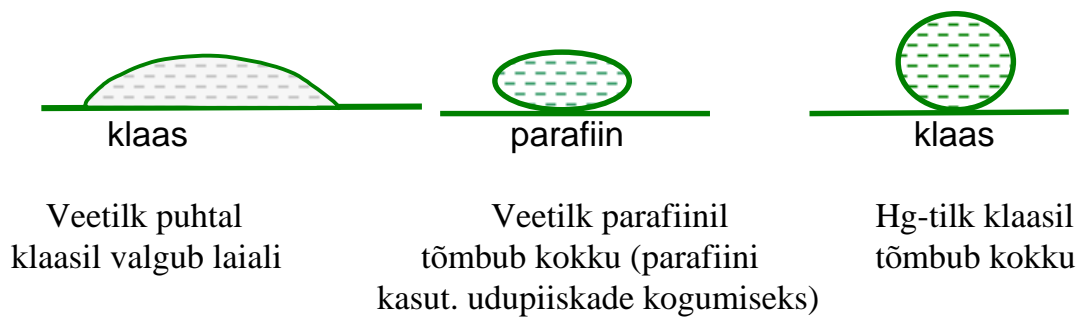
Vedeliku pindpinevustegur α sõltub nii vedelikust kui sellest, millises keskkonnas – vedelas (teises vedelikus), tahkes, gaasilises – uuritav vedelik asub. Vaakumis vedelik ei saa aurustumise tõttu eksisteerida.

Tavaliselt puutub vedelik korruga kokku nii gaasi kui tahke kehaga – näit. vedelikutilk tahkel alusel. Kolme keskkonna ühispiiril toimivad 3 pindpinevusjõudu:

- 1) vedeliku ja gaasi vahel,
- 2) vedeliku ja tahkise vahel,
- 3) gaasi ja tahkise vahel.

Nende jõudude vastasmõjust sõltub, kas vedelikutilk märgab tahkist või mitte.

Näiteks veetilk puhtal klaasil ja parafiinil, elevhõbedatilk klaasil (joon. 11.18).



Joon.11.18. Vedelikutilgad erinevatel materjalidel.

Kui sõel immutada parafiini või mõne muu mittemärguva ainega, siis laseb sõel läbi õhku, kuid mitte vett, pindpinevusjõud suudavad tasakaalustada õhukese veekihi gravitatsioonilise rõhu, selliselt immutatud sõelaga saab vett kanda.

Piirjoon, mida mööda tahke aine, vedelik ja gaas kokku puutuvad, asetub tahke aine pinnal nõnda, et piirjoonele rakendatud pindpinevusjõudude summa võrduks nulliga.

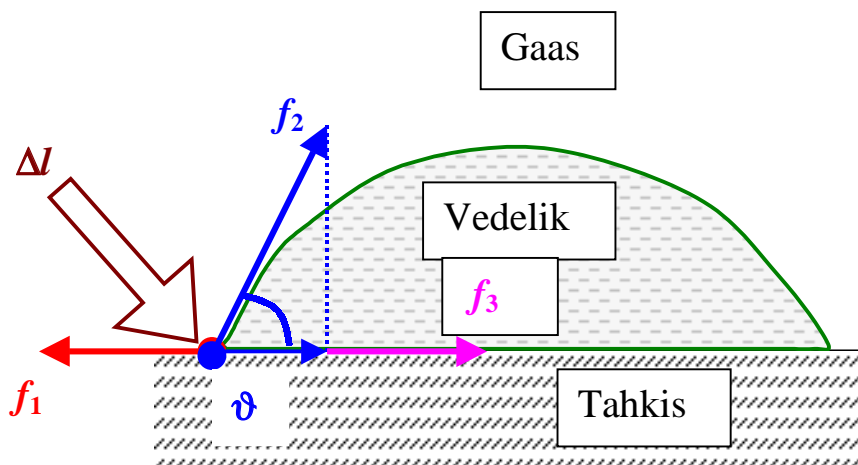
Tähistame:

α_{vg} – pindpinevustegur vedeliku ja gaasi lahutuspiiril,

α_{vt} – pindpinevustegur vedeliku ja tahkise lahutuspiiril,

α_{gt} – pindpinevustegur gaasi ja tahkise lahutuspiiril.

Vaatame lühikest kontuuri elementi Δl (joon.11.19).



Joon. 11.19. Tahkisel paikneva vedelikutilga kontuurielemendile Δl mõjuvad pindpinevusjõud, lõik Δl paikneb risti joonisega ning on nähtav punktina, millest algavad vektorid f_1 ja f_2 .

Lõigule Δl mõjub 3 pindpinevusjõudu:

$f_1 = \Delta l \alpha_{gt}$ suunatud vasakule, püüab kokku tõmmata **gaasi** ja **tahkise** piiri;

$f_2 = \Delta l \alpha_{vg}$ suunatud paremale-üles, püüab kokku tõmmata **vedeliku** ja **gaasi** piiri, selle jõu horisontaalkomponent sõltub vedelikutilga äärenurgast ϑ ;

$$f_2 \cos \vartheta = \Delta l \alpha_{vg} \cos \vartheta, \text{ suunatud paremale}$$

$f_3 = \Delta l \alpha_{vt}$ suunatud paremale, püüab kokku tõmmata **vedeliku** ja **tahkise** piiri.

Tasakaaluasendis on vasakule ja paremale suunatud jõudude summa võrdne

$$\begin{aligned} f_1 &= f_2 \cos \vartheta + f_3 \\ \Delta l \alpha_{gt} &= \Delta l \alpha_{vg} \cos \vartheta + \Delta l \alpha_{vt}, \quad | : \Delta l \\ \alpha_{gt} &= \alpha_{vg} \cos \vartheta + \alpha_{vt}. \end{aligned} \quad (1)$$

Viimasest võrdusest järeldeb pindpinevusjõudude tasakaalu tingimus. Vedelikutilk säilitab kujunenud asendi, kui võrdus (1) jkehtib. (vaikse eeldusena ei arvesta gravitatsioonilist laialivalgumist).

Kui aga võrrandi vasak pool osutub olema suurem paremast poolest

$$\alpha_{gt} > \alpha_{vg} \cos \vartheta + \alpha_{vt}, \quad (2)$$

siis ületab gaasi ja tahkise vaheline pindpinevusjõud teisi pinevusjõudusid ja vedelikutilk valgub mööda toetuspinda laiali – vedelik märgab antud materjalist pinda.

Vastupidise võrratuse korral,

$$\alpha_{gt} < \alpha_{vg} \cos \vartheta + \alpha_{vt}, \quad (3)$$

ületavad *vedelik-gaas* ja *vedelik-tahkis* pindpinevusjõud *gaas-tahkis* pindpinevusjõudu ja vedelikutilk tõmbub antud materjalil kokku.

Võrratusolukorrad (2) ja (3) kestavad seni, kuni vasakule ja paremale suunatud jõud võrdsustuvad ning uuesti hakkab kehtima võrdus (1), millest saab määrata tilga ja aluspinna vahelise nurga ϑ :

$$\cos \vartheta = \frac{\alpha_{gt} - \alpha_{vt}}{\alpha_{vg}}. \quad (4)$$

Kui võrdust (1) ei saabu, on võrratuse (2) puhul tegemist absoluutse märgamisega (vedelikutilk valgub laiali üliõhukeseks kihiks), võrratuse (3) säilumise puhul absoluutse mittemärgamisega (vedelikutilga toetuspind tõmbub kokku punktiks).

Vedelikutilga suurendamise korral hakkab üha enam domineerima raskusjõud, piisavalt suure vedelikukoguse korral valgub vedelik igal juhul aluspinnale laiali sõltumata pindpinevusjõudude vahekorrast.

Demo: märgamine ja mittemärgamine klaasil.

12. OLEKUDIAGRAMM, KOLMIKPUNKT

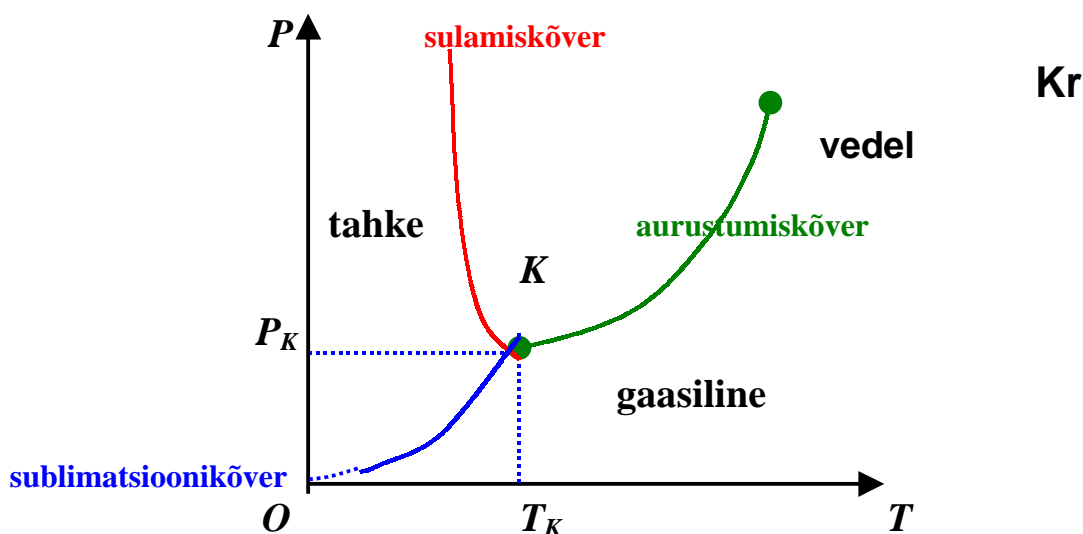
Olgu kinnises ruumis, st jääval ruumalal ($V = \text{const}$), mingi aine vedelikuna ja küllastunud auruna, st, et on tasakaal aine kahe faasi vahel.



Joon. 12.1. Kinnises ruumis paikneb aine vedelikuna ja küllastunud auruna.

Alandame vaadeldavas ruumis temperatuuri. Kuidas seda tehniliselt teha? Viime ruumi seinaga kontakti külmemale kehale (või alandame ruumis rõhku).

Ilmselt temperatuuri T langedes veeldub üha rohkem auru ning rõhk P langeb. Kujutame seda graafikul teljestikus T, P .



Joon. 12.2. Olekudiagramm – rõhu sõltuvus temperatuurist aine erinevates olekutes.

Jahutamist jätkates liigume alla piki aurustumiskõverat, kuni jõuame punkti K , kus temperatuur on T_K ja rõhk P_K . Selles punktis algab kristalliseerumine, st lisaks gaasile ja vedelikule ilmub 3. faas – tahke (kui vedelikuks on vesi, tekib veepinnale jääkiht).

Suletud ruumis eksisteerivad nüüd antud temperatuuril ja rõhul tasakaalus 3 faasi – gaasiline, vedel, tahke – tegemist on nn kolmikpunktiga.

Vee (H_2O) puhul on kolmikpunkti väärtused:

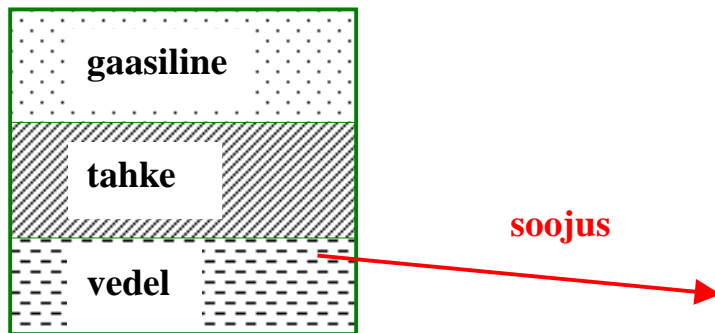
$$T_K = 0.0075 \text{ } ^\circ\text{C}, \quad P_K = 4.58 \text{ mm Hg.}$$

Jätkame soojuse ärajuhtimist. Mõneks ajaks ei kaasne sellega T ja P kahanemist, st temperatuur ja rõhk säilitavad oma kolmikpunkti väärtused

$$T = T_K,$$

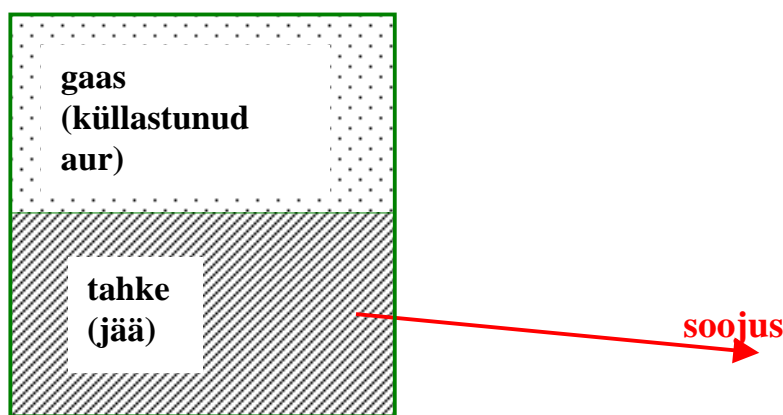
$$P = P_K.$$

Miks ikkagi temperatuur ja rõhk ei muutu? Sellepärast, et ärajuhitav soojus kujutab endast kristalliseerumisel eralduvat soojust. Diagrammil see ei kajastu, sest säiluvad temperatuuri ja rõhu väärtused $T = T_K$, $P = P_K$. Kuid anum asub jätkuvalt kolmikpunktis ja kasvab jääkiht vedeliku peal (kui tegemist mageda veega, joon. 12.3).



Joon. 12.3. Kolmikpunktis on tasakaalus 3 faasi, jahutamisel kasvab tahke faasi kogus.

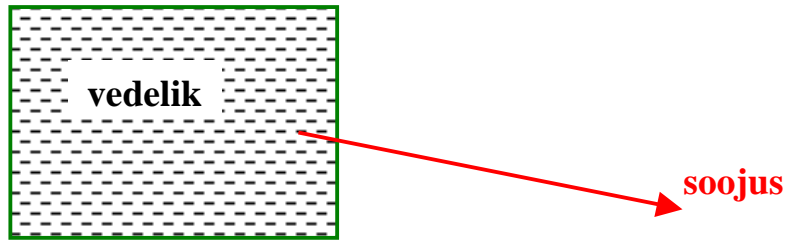
Lõpuks on kogu vedelik kristalliseerunud, vedelat faasi enam pole (joon. 12.4), kuid temperatuur ja rõhk on veel kolmikpunkti omad: $T = T_K$, $P = P_K$.



Joon. 12.4. Kogu vedela faasi kristalliseerudes on kolmikpunktis tasakaalus 2 faasi, katses jätkatakse soojuse ärajuhtimist.

Jätkame jahutamist, jää temperatuuri langedes hakkab langema ka küllastatud auru temperatuur (auru soojusmahtuvus väike), osa küllastatud auru molekule liitub tahke faasiga. Anumas hakkab seni püsivana säilinud rõhk lõpuks vähenema ja muutub väiksemaks kolmikpunkti rõhust P_K . Nullrõhk, $P = 0$, millega kaasneks anuma ülaosas vaakuum, saabuks $T = 0 \text{ K}$ puhul, mil molekulide kulgliikumine lakkaks. Seda olekut aga saavutada ei õnnestu.

Kujutame nüüd ette järgmist eksperimenti. Täidame kogu mahuti ruumala vedelikuga, nii et gaasi jaoks enam ruumi ei ole (joon. 12.5). Tekitame mahutis kolmikpunkti temperatuuri ja rõhu, seega asume olekudiagrammil (joon. 12.2) punktis K .



Joon. 12.5. Mahutis on uuritav vedelik katse alguses kolmikpunkti temperatuuril ja rõhul.

Kui nüüd mahutis olevat vedelikku isobaarselt jahutada, siis liiguksime olekudiagrammil kolmikpunktist **K** horisontaalselt vasakule, tahkesse faasi.

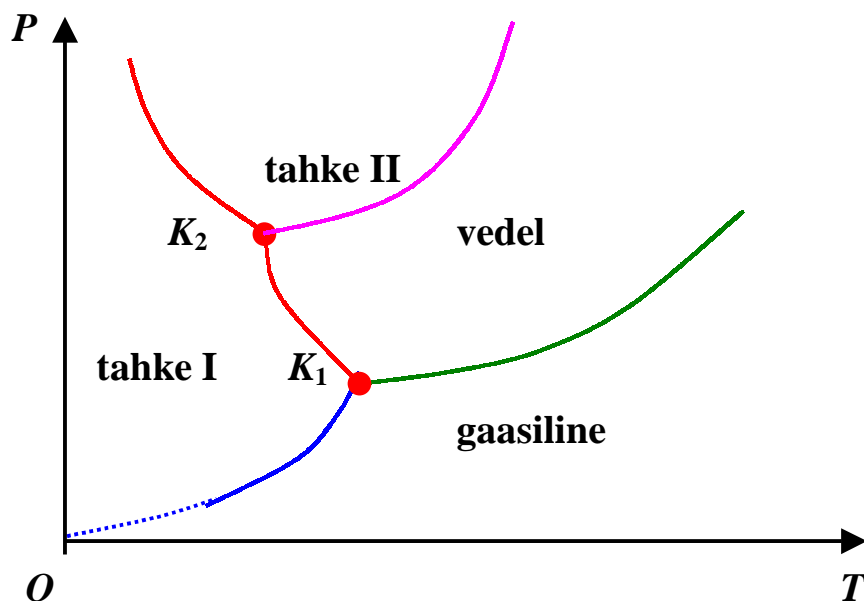
Kui aga temperatuuri vähendada ja rõhku sobivalt (väga palju!) suurendada, õnnestub vedelat faasi säilitada.

Olekudiagrammil asuvat üleminekupiiri tahke ja vedela faasi vahel nimetatakse *sulamiskõveraks*. See on kolmikpunktist väga järsku tõusev kõver. Kui vedelikuks on vesi (H_2O), siis on sulamiskõver pisut rõhu telje poole kaldu ($dP/dT < 0$). See tähendab, et kõrgema rõhu all toimub jää sulamine madalamal temperatuuril. Näiteks rõhul **1500 at** sulab jää temperatuuril **-14.1 °C**.

NB! Vesi on anomaalsete omadustega aine. Enamiku teiste ainete korral on sulamiskõver kallutatud vertikaalteljest eemale (punktist **K** vaadates), st et $dP/dT > 0$.

Sulamiskõver on lõputu (võrdluseks, aurustumiskõverat pidi üles liikudes on viimaseks punktiks kriitiline punkt **Kr**).

Kui ainel on mitu kristallilist modifikatsiooni, siis on ka mitu kolmikpunkti, st, et sulamiskõver võib kõrgemate rõhkude korral hargneda (joon. 12.6).



Joon. 12.6. Olekudiagramm kahe kolmikpunkti korral.

Saab tõestada, et korraga ei saa tasakaalus olla rohkem kui 3 faasi, st, et nelikpunkte ei ole.

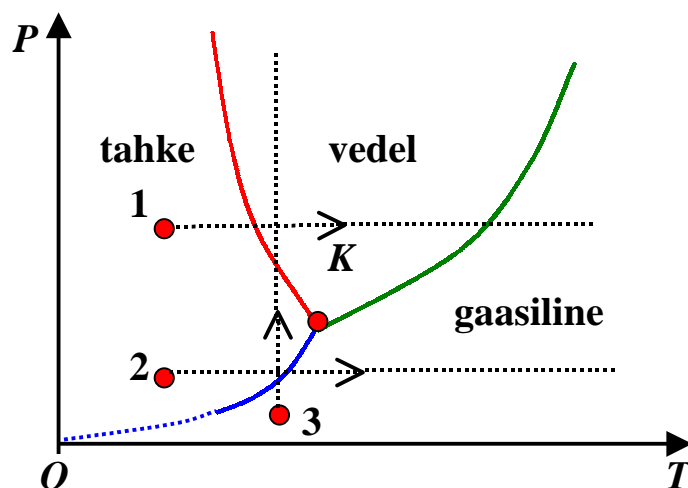
Olekudiagramm koostatakse iga aine jaoks katseandmete alusel. Kui diagramm on koostatud, saab T ja P väärtuste järgi graafikult öelda, millises olekus on aine, samuti kirjeldada üleminekuid ühest faasist teise.

Näide 1, rõhk $P = \text{const.}$ (isobaarne protsess)

Oletame, et meil on teada aine olekudiagramm (sarnaneb H_2O omaga, joon.12.7) ja et me soovime kirjeldada antud aine isobaarseid protsesse erinevatel rõhkudel.

Lähtudes **punktist 1**, mis on kõrgem kolmikpunkti rõhust, ja soojendades ainet isobaarselt (liigume graafikul horisontaalselt paremale), saame olekute rea: **tahke, vedel, gaasiline**.

Lähtudes **punktist 2**, kus rõhk on madalam kolmikpunkti rõhust ja liikudes isobaarselt paremale kõrgemate temperatuuride poole, on olekute jada teistsugune – vaid **tahke** ja **gaasiline** (vedel faas jääb vahele).



Joon. 12.7. Faasiüleminekute modelleerimine olekudiagrammil.

Järeldus

Kui

$$P < P_K,$$

siis vedel faas ei saa tekkida.

Viimase fakti kasutamise klassikaliseks näiteks on CO_2 , mille kolmikpunkt

$$P_K = 5.11 \text{ at}, T_K = -56.6 \text{ }^\circ\text{C},$$

seega atmosfäärirõhul CO_2 -jää ei sulata, vaid sublimeerub otse gaasiks.

sublimatsioon (ld. k. *sublimāre* – üles tõstma) – tahke aine muutumine soojendamisel gaasiliseks, ilma vahepealse vedela olekuta
(– vaimu, tунnete kommete jne õilistamine)

Atmosfäärirõhul on CO_2 -jää sublimatsioonitemperatuur - **78 °C**. Seega atmosfäärirõhul saab süsinikdioksiid eksisteerida vaid tahkes ja gaasilises olekus. Viimane asjaolu teeb CO_2 -jää kasutamise efektiivseks jahutamistel (näit. jäätisemüügil, tulekahjude kustutamisel jne).

Näide 2, $T = \text{const.}$ (isotermiline protsess)

Lähtume punktist 3, mis on allpool kolmikpunkti

$$T < T_K$$

ja tõstame rõhku isotermiliselt $T = \text{const}$ (joon. 12.7).

Aine läbib rõhu kasvades olekud: **gaasiline – tahke – vedel.**

Vee anomaalsetest omadustest

Jää (H_2O) sulamiskõver on erinevalt enamiku ainete sulamiskõveratest veidi rõhu telje poole kaldu, $dP/dT < 0$. See tähendab, et *kõrgendatud rõhu all toimub jää sulamine madalamal temperatuuril*. Nagu eespool öeldud, rõhul **1500 at** sulab jää temperatuuril - **14.1 °C**.

Rõhul üle **2175 at** muutub sulamiskõvera kalle rõhu telje suhtes vastassuunaliseks, nagu see on enamikul ainetel – kõrgemale tõustes kõver eemaldub paremale vertikaalteljest. See vastab sulamistemperatuuri tõusule rõhu suurenemisel.

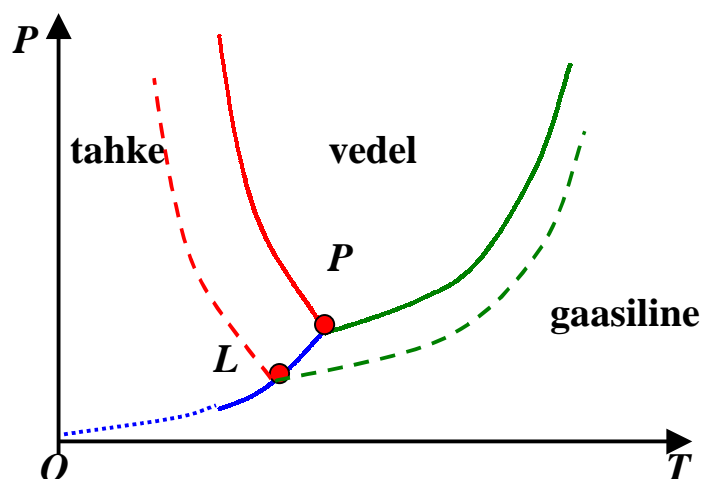
Rõhul **20 000 at** on jää sulamistemperatuur kasvanud väärtuseni + **80 °C**, mis tähendab, et võib eksisteerida ka kuum jää.

Jääl on kokku **6** erinevat modifikatsiooni.

Lahuste olekudiagramm

Lahuse kolmikpunkt on alati nihkunud väiksemate temperatuuride ja rõhkude poole. See fakt on seotud auru rõhu vähenemisega lahuse kohal – Raoult'i seadus.

Seega lahustunud aine juuresolek otsekui segab külmumist. Näiteks merevesi külmub pisut madalamal temperatuuril kui mage vesi.



Joon. 12.8. Puhta aine (P) ja lahuse (L) kolmikpunktide asukohtade võrdlus.

Saab tõestada, et lahuse kolmikpunkt nihkub puhta lahusega võrreldes mööda sublimatsioonikõverat allapoole (joon. 12.8).

Merejää

Mereveest tekkinud jää on urbane (kapillaaride ja pooridega), meenutades soolvees leotatud porolooni, kus külmunud (tahke) osa koosneb mageveest, poorides voolab ülisoolane vesi. Pooride kaudu algab soolvee väljavoolamine merejääst, mis vähendab nii merejää tihedust kui soolsust. Mitmeaastane mereveest tekkinud jää on praktiliselt mage (soolsus **ca 1**).

Meres ujuvad mandrilise päritoluga jäämäed (näit Antarktika mandrilt vette libisenud) on loomulikult magedad.

13. ENTROOPIA, TERMODÜNAAMIKA PÕHIVÕRRAND

Mõiste *entroopia* (tähistatakse tähega S , mitte segi ajada soolsusega), omab **kahte tähendust**.

Entroopia esimene, termodünaamiline tähendus. Vahetult mittemõõdetav **termodünaamiline** suurus. Termodünaamika põhivõrrandi abil saab arvutada küll entroopia juurdekasvu mingi isoleeritud keha (üldisemalt termodünaamilise süsteemi) jaoks, mitte aga entroopia hetkväärtust. Termodünaamika põhivõrrand:

$$\underbrace{dS}_{\text{Entroopia juurdekasv}} = \frac{\underbrace{dQ}_{\text{Taandatud soojus}}}{T} = \frac{dU + dA}{T}. \quad (1)$$

Entroopia on mittekahanev suurus. Iseeneslike protsesside korral kasvav. Teatavate spetsiifiliste termodünaamiliste protsesside korral (pööratavad protsessid) jääb entroopia konstantseks.

Entroopia kasv väljendab tõsiasja, et osa energiast läheb paratamatult kasutu soojusena kaduma (näit. hõrdesoojusena, mootorite jahutamissoojusena jne). Piltlikult öeldes on entroopia otseku *energia kalmistu*, mis uute haudade lisandumise tõttu kogu aeg kasvab. Sellesse “surnuaeda” maetud energiat ei saa aga kasutada samas protsessis, kus ta tekkis (näit aurumasinas, sise põlemismootoris, soojuselektrijaamas jne).

“**Soojussurm.**” Isoleeritud süsteemi entroopia kasvust lähtuv kontseptsioon, mille kohaselt kogu universumi entroopia püüab kasvades saavutada mingit maksimumi. Kui see maksimum on saavutatud, siis on entroopia edasine kasvamine võimatu, kõik protsessid lakkavad ja maailm satub “soojussurma” olekusse. Lihtsamalt väljendudes tähendaks see seda, et iseeneslikud protsessid kulgevad soojuse ja rõhu liikumisena väiksemate väärtuste poole. Seega peaksid universumis rõhkude ja temperatuuride erinevused pidevalt ühtlustuma ja lõpuks saabuma külm igavik.

“Soojussurma” idee kriitikud jälle väidavad, et universum tervikuna pole suletud süsteem ei ajaliselt ega ruumiliselt (st, et universum on igavene ajaliselt ja lõputu ruumiliselt). Seega termodünaamika järeldused suletud süsteemi kohta pole universumile automaatselt ülekantavad.

Termodünaamilise entroopia dimensioon ja ühik on samad nagu soojusmahtuvusel:

$$\text{entroopia dimensioon} = \frac{\text{energia dimensioon}}{\text{temperatuuri dimensioon}},$$
$$\text{entroopia ühik} = \frac{\text{J}}{\text{K}}.$$

Entroopia teine, informatsiooniteoreetiline tähendus. Analooogia põhjal termodünaamikaga on termin *entroopia* ka üks **informatsiooniteooria** põhimõistetest, väljendades korrapäratust, segadust. Kuid üksüheselt seda mõistet siiski ühest teadusest teise üle ei kanta, kasvõi formaalsel põhjusel, et informatsiooniteooria entroopial ei ole energeetilist ühikut.

Erinevalt termodünaamilisest entroopiast saab informatsiooniteooria entroopiat vähendada – seda tehakse korrastatuse suurendamisega. Piiratud alal (ruumis) on see võimalik.

Vastandsuurus *negentroopia* (negatiivne entroopia) väljendabki informatsiooniteoorias süsteemi korrastatust.

Näide 1. Lukksepa sahtlis on mitut mõõtu kruvisid, mutreid, seibe. Kui sahtlis korda mitte pidada, siis entroopia kasvab (iseeneslik protsess). Kui sahtel korrastada, siis entroopia kahaneb, negentroopia kasvab. Korrastamisega on aga seotud tööjõu kulutamine.

Näide 2. Kui raamatukogus koondada fonde teenindavad töötajad ja võimaldada lugejatel ise võtta ja tagasi paigutada raamatuid, siis muutuks raamatukogu kiiresti kasutamiskõlbmatuks.

On üritatud siduda termodünaamilist ja informatsiooniteoreetilist entroopiat. Seni siiski vaid populaarsete näidete tasemel.

Akad. Gustav Naan (17.V 1919 Vladivostoki läh – 12. I 1994 Tallinn). Kosmoloog, filosoof, esseist.

Õppis 1937–1941 Leningradi Ülikoolis füüsikat. Lõpetas 1946 ÜK(b)P KK Kõrgema Parteikooli ja 1949 Ühiskonnateaduste Akadeemia (viimase lõpetajad said kandidaadikraadi).

1951–1964 ENSV TA asepresident.

1964–1982 Eesti Nõukogude Entsüklopeedia peatoimetaja.

Kirjutas 1960te lõpus ja 1970te alul seeria ülipopulaarseid artikleid, mida eelnevalt esitas Eesti teadus- ja projekteerimisasutustes ning loomeliitudes seminariettekannetena (nn filosoofiaseminarid). Näiliselt kritiseeris kapitalismi, tegelikult aga teravmeelselt-allegooriliselt sotsialismi piiranguid, bürokraatiat ja saamatust (“Milles on mõtte mõtte?”, “Võim ja vaim”, “Roosa müra” jt). Arvas, et oma tehnoloogilist (kas mitte igasugust?) tulevikku näeb inimkond Ameerika Ühendriikides.

G. Naani üheks tulevikustsenaariumiks oli ennustus, et bürokraatia halvab ühiskonna. Oma võimu tugevdamiseks püüab bürokraatia valitsemissüsteemi paisutada, teha seda kõikehõlmavaks, tsentraliseerituks, vabastada kontrollist (“Võim ja vaim”, 1969).

Küsid, milline on USA kodaniku rahvus, oli Naan tolerantne rahvuste ühtesulamise suhtes, Kaheksakümnendate lõpus, eriti aga 1990te alul sattus seetõttu Eestis rahvuslaste põlu alla, kuid väitles siiski üliedukalt oma humanitaaridest kriitikutega, viimastest tuntuim oli Jaan Kaplinski.

Arutledes termodünaamilisest ja informatsiooniteoreetilisest entroopiast on G. Naan toonud järgmise näite.

Sale inimfiguur pakub rohkem informatsiooni kui paks figuur. Üldjuhul figuur iseenesest ei säili saledana, vajalik on tahtejõud dieedipidamiseks, režiimiks ja kehalisteks harjutusteks.

Tasuks tekib sale talje, st saavutatakse negentroopia kasv. Kui jätta end hooletusse, on entroopia, antud juhul vöökohta ladestuva rasva kujul, kohe platsis.