

7. Ülekandenähtused gaasides

7.1. Ülekandenähtuste olemus.

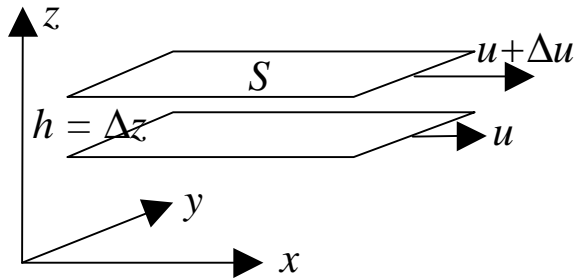
Kui süsteem ei ole tasakaalus ja ta isoleeritakse, siis algab tasakaalustumise protsess, mille käigus süsteemi entroopia kasvab. Termodünaamika ei võimalda määrata tasakaalustumise kiirust. Molekulaarkineetiline mudel võimaldab modelleerida ka soojuslikku kineetikat.

Järgnevas uurime kolme tasakaalu poole liikumise protsessi:

Süsteemi ühest osast kandub teise	Protsessi nimetus
Mass	Difusioon
Siseenergia	Soojusjuhtivus
Liikumishulk	Sisehõõre

Protsesside intensiivsus ehk kiirus sõltub oluliselt molekulide omavahelisest põrkumisest. Kui molekulid oleks vastasmõjuta geomeetrilised punktid, siis toimuksid difusioon ja soojusülekanne kiirusega ca 0.5 km/s nagu liiguvad molekulid. Katsest on aga teada, et need protsessid on väga aeglased.

7.2. Ülekandenähtuste võrrandid.



Sisehõõrdumise seaduspärasused ja võrrand on tuntud mehaanikast:

$$F \sim (\Delta u/h, S) \sim (du/dz, S),$$

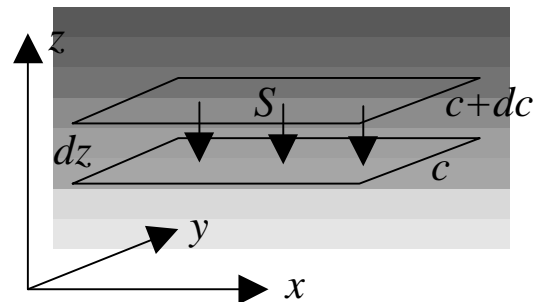
$$\text{Newtoni võrrand} \quad F = \eta \frac{du}{dz} S,$$

$$\eta \text{ mõõtühik} = \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \frac{\text{s} \times \text{m}}{\text{m}} = \frac{\text{kg}}{\text{m} \times \text{s}} = \text{Pa} \times \text{s},$$

gaaside puhul sobib $\mu\text{Pa} \times \text{s}$ (trükitakse tavaliselt kujul $\mu\text{Pa s}$)

Difusioonivõrrandi koostamiseks vaatleme ülesannet, kus lisand on paigalseisvas keskkonnas horisontaalselt stratifitseeritud ja kontsentratsioon sõltub ainult kõrgus-

koordinaadist z . Kui lisandi hulga ξ mõõtühik on X (näiteks kg), siis kontsentratsiooni c mõõtühik on X/m^3 ning lisandi voo Φ mõõtühik on X/s . Lepime kokku, et lisandit on palju vähem kui põhigaasi.



Seaduspärasused: $\Phi \sim dc/dz, S,$

$$\text{Ficki võrrand} \quad \Phi = -D \frac{dc}{dz} S,$$

$$\text{Difusiooniteguri } D \text{ mõõtühik} = \frac{\text{X m} \times \text{m}^3}{\text{s X}} \frac{1}{\text{m}^2} = \frac{\text{m}^2}{\text{s}}.$$

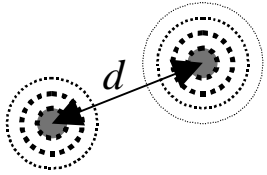
Soojusjuhtivuse probleem on eelmisega sarnane ja uut joonist pole tarvis. Kontsentratsiooni asendab temperatuur T ja lisandi voogu soojushulga voog q . Piltlikult võiks öelda, et soojusjuhtivus on soojushulga difusioon. Kahjuks ei ole see analoogia täiuslik, sest gradienti mõõdetakse ühe suuruse (mõõtühik K), voogu aga hoopis teise suuruse (mõõtühik J/s) jaoks. Täiendav kvantitatiivne erinevus tuleneb termilisest mittehomogeensusest.

$$\text{Fourier võrrand} \quad q = -\kappa \frac{dT}{dz} S,$$

$$\text{Soojusjuhtivuse } \kappa \text{ mõõtühik} = \frac{\text{J m}}{\text{s K m}^2} \frac{1}{\text{s} \times \text{m} \times \text{K}}.$$

Ka sisehõõrdumist võib võrrelda difusiooniga öeldes, et see on liikumishulga difusioon. Paljudes raamatutes on kombeks terminoloogiat lihtsustada ja nimetada liikumishulka impulsiks. Siis öeldakse, et sisehõõrdumine on impulsi difusioon. Nagu soojushulga puhul, ei ole ka see analoogia täiuslik.

7.3. Molekulidevahelised jõud.



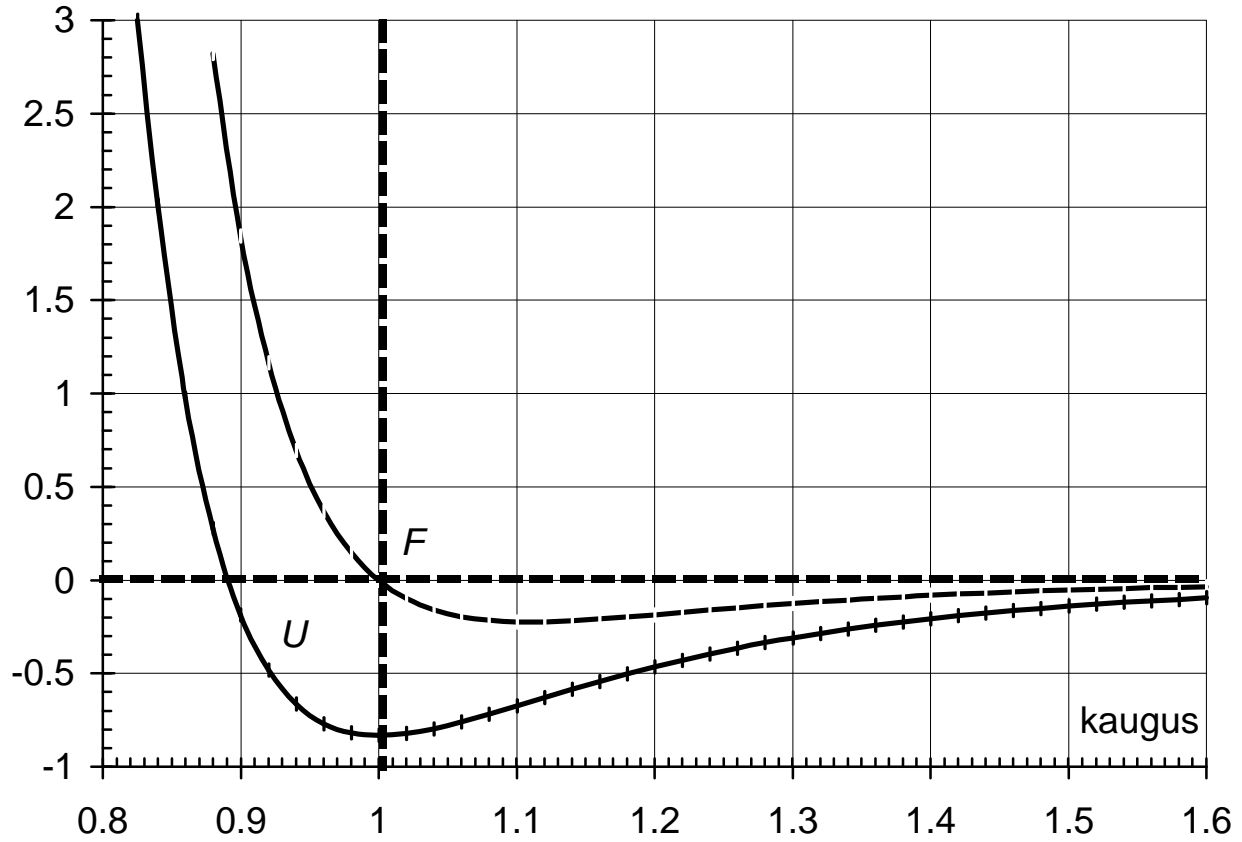
Tõukejõu mehhanism: tuumade varjestamise kadumisel tekivad kulonilised jõud. Oluline ainult väga väikese distantsi puhul.

Tõmbejõu mehhanism: fluktuatsiooniliste elektriliste dipoolide vaheline jõud: Van der Waals'i jõud $\sim d^{-7}$.

Rääkides jõust ilma kitsendusteta, mõeldakse tõukejõudu. Tõmbejõudu käsitletakse kui negatiivset tõukejõudu.

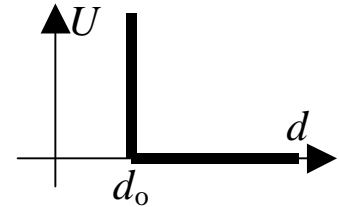
Potentsiaalne energia

$$U = \int_d^{\infty} F(x) dx, \quad F = -\frac{dU}{dx}$$



Teadust, mis tegeleb molekulide ehituse ja molekulidevaheliste jõududega, nimetatakse molekulaarfüüsikaks Jõu või potentsiaalse energia *ab initio* arvutamine on võimalik vaid väga lihtsate aatomite korral ja ka siis üsna ligikaudselt. Praktilistes arvutustes kasutatakse mudelpotentsiaale:

1. Jäiga sfääri potentsiaal
$$U = \begin{cases} \text{kui } d < d_0 & \text{siis } \infty \\ \text{kui } d \geq d_0 & \text{siis } 0 \end{cases}$$



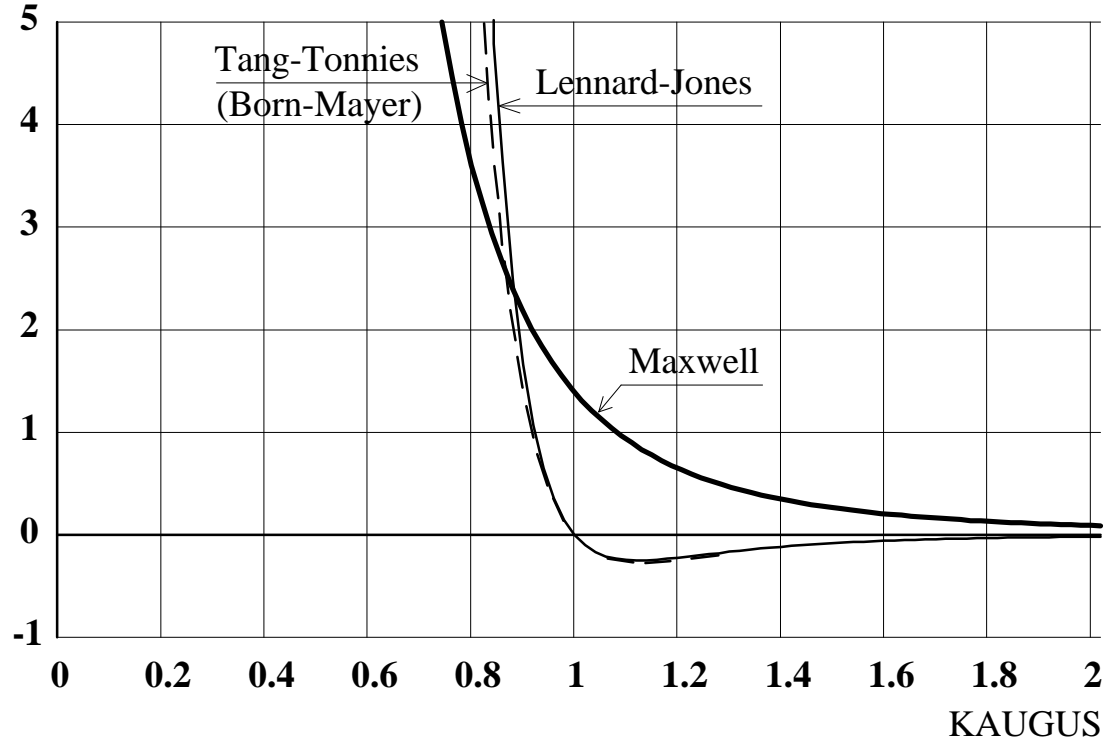
2. Maxwelli potentsiaal
$$U = \frac{c}{d^4} \quad \left(F = \frac{4c}{d^5} \right)$$

3. Lennard-Jonesi (1924) potentsiaal
$$U = \frac{a}{d^{12}} - \frac{b}{d^6}$$

4. Tangi ja Tonnesi (1986) potentsiaal
$$U = Ae^{-bd} - \frac{b_4}{d^4} - \frac{b_6}{d^6} - \frac{b_8}{d^8} - \dots$$

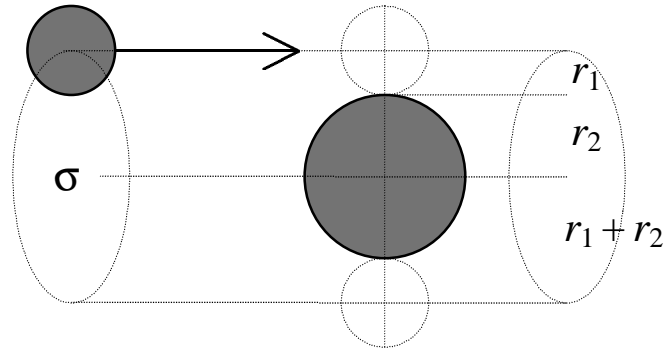
Tangi ja Tonnesi potentsiaali tõukejõu avaldis (esimene liidetav) on pärit Borni ja Mayeri teoreetilisest mudelist.

POTENTSIAAL



7.4. Molekulide põrkeristlõige ja vaba lennu tee.

Põrkeristlõiget on lihtne defineerida ja arvutada vaid jäiga sfääri mudeli jaoks:

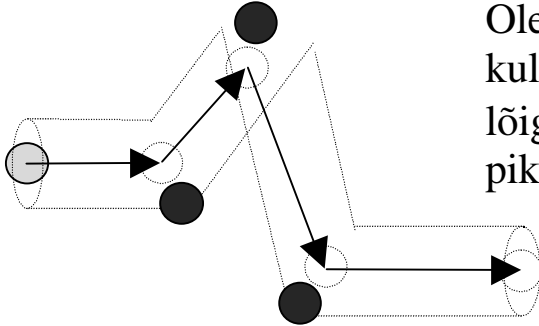


$\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2$. Jõutsenter-mudelil defineeritakse σ samaväärse hajumise tingimusest. Molekuli *vaba lennu tee* all mõeldakse sageli keskmist vaba lennu teed. Defineerimiseks kasutatakse tavaliselt üht (A), harvem teist (B) meetodit:

- (A) Arvutatakse:
- 1) põrgete arv ajaühikus,
 - 2) keskmine põrgetevaheline aeg,
 - 3) leitud aja ja molekuli keskmise kiiruse korrutis.
- (B) Arvutatakse:
- 1) põrkevaheliste lõikude pikkuste tõenäosusjaotus,
 - 2) selle jaotuse keskmine pikkus.

Tulemused on erinevad.

Arvutame vaba lennu tee l meetod (A) kohaselt kasutades murtud silindri (ehk õise metsajooksu) tehnikat.



Oletame algul, et tumedad molekulid seisavad. Molekulide arv ruumalaühikus on n , murtud silindri ristlõige on σ , heleda molekuli poolt ajaühikus läbitud pikkus \bar{v} ,

murtud silindri ruumala $\sigma \bar{v}$ ja molekulide arv selles $n \sigma \bar{v}$. See olekski seisvate molekulidega

põrkumiste arv ajaühikus. Tegelikult liiguvad ka tumedad molekulid ja keskmine relatiivne kiirus on $\sqrt{2}\bar{v}$, mistõttu põrgete arv ajaühikus on $\sqrt{2}\bar{v} \sigma n$, keskmine põrgetevaheline aeg $\bar{t} = 1/(\sqrt{2}\bar{v} \sigma n)$ ja

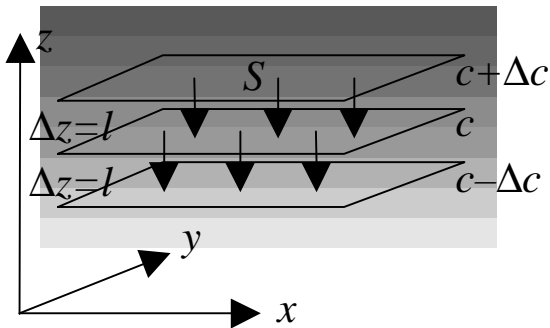
$$l = \bar{v} \bar{t} = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n} .$$

NB! tulemus ei sõltu kiiruse \bar{v} keskmistamise viisist.

Õhus on standardtingimuste korral $l \approx 65 \text{ nm}$ ehk $1 \text{ mm} \approx 15000 l$.

7.5. Difusioon.

Ülekandeprotsesside täpne arvutamine on keeruline ja töömahukas. Seda õpitakse kui üldse, siis doktoriõppes. Üldkursuses piirduakse kuue molekulijoa meetodiga, mis rõhu arvutamisel andis üllatavalt hea tulemuse. Allpool see meeldiv üllatus kahjuks ei kordu.



Oletame, et $1/6$ molekulile liigub z -telje sihis alt üles ja teine $1/6$ ülalt alla.

Kõigi molekulide kiirused loeme võrdseks keskmise kiirusega:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}.$$

Vaatleme kujutletavaid geomeetrilisi pindu, mis on eraldatud vahedega $\Delta z = l$ ja oletame, et molekulid põrkuvad ja segunevad ainult pindadel, nende vahel aga ei toimu ühtegi põrget, Mõõdame lisandi kontsentratsiooni osatihedusega (kg/m^3). Aja t vältel lendab ülalt alla läbi pinda S gaasi ruumala $S \bar{v} t$, kus lisandi osatihedus ülemisel pinnal on $(c + \Delta c)/6$ ja keskmisel $c/6$. Niiviisi toob ülalt alla liikuv molekulijuga keskmisele pinnale vastu z -telje suunda lisandit $[(c + \Delta c)/6 - c/6] S \bar{v} t = S \bar{v} t \Delta c/6$ võrra rohkem, kui ta sealt ära viib. Alt üles liikuv juga kannab z -telje

suunas absoluutväärtuselt sama suurt negatiivset lisandihulka. Kokku kantakse z-
telje suunas läbi pinna lisandi hulk $-S\bar{v}t\Delta c/3$. Voog ehk lisandi hulk ajaühikus on

$$\Phi = -S\bar{v}\Delta c/3.$$

Võrdleme leitud avaldist Ficki võrrandiga. Kuna $\Delta z = l$, siis võib Ficki võrrandi kirjutada teisendatud kujul

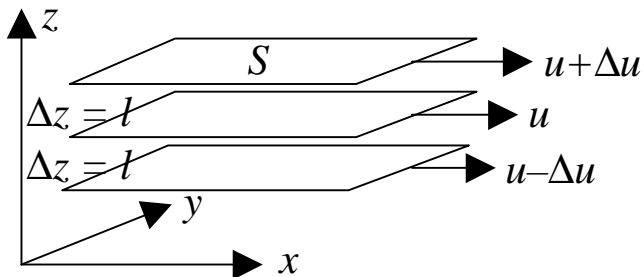
$$\Phi = -D \frac{dc}{dz} S = -D \frac{\Delta c}{l} S.$$

Kaks lisandivoo avaldist langevad kokku, kui

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} l.$$

Tulemuse lahknevus täpsemast teooriast on ca 50%.

7.6. Sisehõõre.



Kasutame allpool sama kuue joa ja molekulide vaba lennu teega eraldatud geomeetriliste pindade meetodit, nagu eespool. Sisehõõre on impulsi difusioon. Kõrvaljoonisel ei ole näidatud füüsilised plaadid, vaid vaba lennu teega eraldatud geomeetrilised pinnad gaasis.

Kaugel asuvatele füüsilistele plaatidele mõjuva jõu määrab horisontaalse liikumishulga voog läbi nende pindade. Tähistame ühe kuuendikjoa poolt läbi pinna kantud gaasi massi M . Ülalt alla tulevad lisakiirusega molekulid kannavad liikumishulga $M\Delta u$ vastu z -telje suunda ja alt tulevad sama suure negatiivse liikumishulga päri z -telje suunda. Kokku on vertikaalsihis läbi iga kujutletava horisontaalpinna kantud horisontaalse voolamise liikumishulk $2M\Delta u$. Selle liikumishulga poolt põhjustatava jõu määrab impulsi lause

$$Ft = 2M\Delta u.$$

Ühe vertikaalse molekulijoa poolt läbi pinna kantud mass M on kuuendikjoa tiheduse $\rho/6$ ja eelmise punktis arvatatud ruumala $S\bar{v}t$ korrutis: $M = S\bar{v}t\rho/6$. Siit $Ft = S\bar{v}t\rho\Delta u/3$ ja

$$F = \frac{1}{3}S\bar{v}\rho\Delta u.$$

Kui $\Delta z = l$ siis võib sisehõõrdumise võrrandi kirjutada

$$F = \eta S \frac{du}{dz} = \eta S \frac{\Delta u}{l}.$$

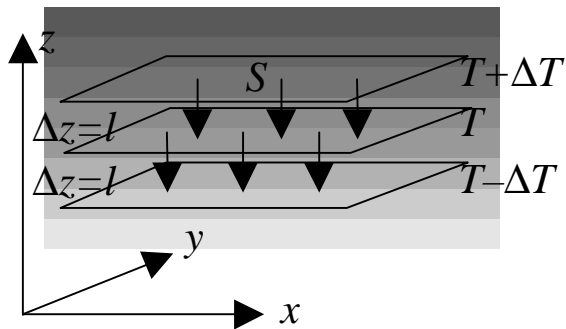
Molekulaarkineetiline jõu avaldis ühtib fenomenoloogilise võrrandiga parajasti siis kui

$$\eta = \frac{1}{3}\rho\bar{v}l.$$

Tulemuse lahknevus täpsemast teoriast on jällegi ca 50%.

7.7. Soojusjuhtivus.

Soojusjuhtivus on siseenergia difusioon. Kasutame arvutamiseks jälle sama primitiivset mudelit, olgugi seekord kõige vähem õigustatult. Mudelis loetakse kõigi molekulide kiirused võrdseteks. Kui osa molekule on kiired ja osa aeglased, siis kannavad kiired molekulid suuremat osa siseenergiast ja ühtaegu kannavad seda kiiremini edasi kui keskmise kiirusega. Seetõttu võib karta, et gaasi tegelik soojusjuhtivus on suurem, kui primitiivses mudelis.



Nagu eespool arvatud, ülalt alla ja alt üles liikuvat kuuendikjuga kantud gaasi massid on kumbki $M = S\bar{v}t\rho/6$. Üks juga kannab läbi pinna lisasisenergia $-Mc_v\Delta T$, kaks juga $\Delta U = -2Mc_v\Delta T = -S\bar{v}t\rho c_v\Delta T/3$. Energiavoog on $q = \Delta U/t$. Siit $q = -\frac{1}{3}S\bar{v}\rho c_v\Delta T$.

Fourier võrrand $q = -\kappa \frac{dT}{dz} S = -\kappa \frac{\Delta T}{l} S$ langeb mudelarvutuse tulemusega kokku

siis, kui $\kappa = \frac{1}{3}\rho\bar{v}c_v l$. Viga osutub paraku rohkem kui kahekordseks.

7.8. Ülekandetegurite omadused.

Võtame tulemused kokku. Gaasi primitiivse mehaanilise mudeli omadused on:

- 1) molekulid liiguvad ainult kuues ristsuunas,
- 2) kõigi molekulide kiirused on ühesugused $v = \bar{v}$.

Molekuli vaba lennu tee $l = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n}$ ja keskmine kiirus $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$.

Nähtus	Võrrand	Tegur
Difusioon	Fick $\Phi = -D \frac{dc}{dz} S$	$D = \frac{1}{3} \bar{v} l$
Sisehõõre	Newton $F = \eta \frac{du}{dz} S$	$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{v} l = \rho D$
Soojusjuhtivus	Fourier $q = -\kappa \frac{dT}{dz} S$	$\kappa = \frac{1}{3} \rho \bar{v} c_V l = c_V \eta$

Avaldame $D = \frac{1}{3} \bar{v} l = \frac{1}{3\sigma n} \sqrt{\frac{4kT}{\pi m}}$ ja püüame tõlkida seda võrrandit makroskoopilisse keelde. Vajalikud seosed on:

$$\mu = Nm, \quad \rho = nm, \quad R = Nk \text{ ehk } m = \mu/N, \quad n = N\rho/\mu, \quad k = R/N, \quad \sigma = ???$$

Tulemus:
$$D = \frac{1}{3N\sigma} \sqrt{\frac{4\mu R}{\pi}} \frac{\sqrt{T}}{\rho} .$$

Uurime tegurite sõltuvust gaasi tihedusest ja temperatuurist. Konstantse temperatuuri puhul on difusioonitegur pöördvõrdeline gaasi tihedusega, sisehõõrdetegur ja soojusjuhtivus aga ei sõltu tihedusest üldse. Konstantse tiheduse korral on kõik kolm tegurit võrdelised ruutjuurega temperatuurist.

Küsimus: Kuidas seletada ülekandetegurite võrdelisust ruutjuurega temperatuurist ja η sõltumatust gaasi tihedusest?

NB! Eespool uuriti vaid tugevalt lihtsustatud mehaanilist mudelit.

7.9. Primitiivse mudeli vead.

Ülekandetegurite arvutamiseks molekulaarkineetilise mudeli järgi on tarvis teada molekulide suurust. Molekuli geomeetiline suurus on halvasti määratletud ja ei ole teada meetodit selle täpseks otseseks mõõtmiseks. See raskendab tulemuste katse-
list kontrollimist.

Enskogi ja Chapmani täpne mudel (mida tähendab *täpne*?) annab primitiivmudeli võrrandi $\eta = \rho \bar{v} l / 3$ asemel tulemuse

$$\eta = 0.499 \rho \bar{v} l \approx \frac{1}{2} \rho \bar{v} l.$$

Selles võrrandis on sõltumatute meetodite abil kõige halvemini määratav vaba lennu tee. Arvutame lämmastiku molekuli vaba lennu tee standardtingimustel (0°C, 101325 Pa). Lähteandmed on $\eta = 16.6 \mu\text{Pa s}$, $\rho = 1.25 \text{ kg/m}^3$, vahetulemus $\bar{v} = 454 \text{ m/s}$ ja lõpptulemus $l = 2\eta/(\rho \bar{v}) = 58 \text{ nm}$. Enne Chapman-Enskogi teooria tunnustamist kirjutati füüsikaraamatutes $l = 88 \text{ nm}$.

Vahetult saab katsega võrrelda mudelist tuletud ülekandetegurite suhteid. Defineerime $f_D = \rho D / \eta$. Primitiivmudelist tulenes $f_D = 1$. Katsetulemused on sõltuvalt gaasist ja temperatuurist $f_D = 1.3 \dots 1.5$.

Vahetult saab kontrollida ülekandeegurite sõltuvust gaasi tihedusest ja temperatuurist. Sisehõõrdetegur osutub tihedusest tõesti peaaegu et sõltumatuks, temperatuurisõltuvus ei jälgi aga ruutjuure seadust kuigi hästi. Katsetulemusi esitab Sutherlandi poolempiiriline mudel

$$\eta = \text{const} \sqrt{T} \frac{T}{T + C}, \quad \text{kus lämmastiku puhul on } C = 104 \text{ K.}$$

Soojusjuhtivuse ja sisehõõrdeteguri võrdlemiseks defineeritakse suhe $f_{\kappa} = \kappa / (c_v \eta)$. Primitiivmudel annab $f_{\kappa} = 1$ ja katse $f_{\kappa} = 2.5 \dots 2.522$. Täpsem teooria seletab ainult kulgliikumise siseenergiat arvestades väärtust 2.5 Maxwelli potentsiaaliga ja väärtust 2.522 jäiga sfääri potentsiaaliga. Kui kulgliikumise energia moodustaks tähtsusetu osa siseenergiast (suured molekulid kõrgel temperatuuril, siis läheneks f_{κ} väärtusele 1.

7.10. Molekulide mõõtmed.

Molekulil ei ole täpselt piiritletud pinda ja molekuli läbimõõt on käsitatav ainult kui mingi mudeli parameeter. Pikkusega mõõdetavaid parameetreid on mitmes mudelis ja nii saab molekulile vastavalt kokkuleppele omistada erinevaid tinglikke läbimõõte.

Kõige lihtsam on kasutada jäiga sfääri mudelit ja arvutada vedeliku molekuli läbimõõt oletades, et kohaselt vedelik koosneb nagu herved kotis teineteisega mehaaniliselt puutuvatest kerakestest.

Gaasi molekulaarkineetilises teoorias saab molekuli mõõtu hinnata vaba tee pikkuse kaudu. Jäiga sfääri mudelis on pörkeristlõige $\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2 = \pi d^2$ ning varasemast tuntud võrrandid

$$\eta = 0.499\rho\bar{v}l \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad l = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n} \quad \rho = nm$$

võimaldavad leida molekuli diameetri:

$$d^2 = \frac{\sigma}{\pi} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi n l} = \frac{0.499\rho\bar{v}}{\sqrt{2}\pi n \eta} = \frac{0.499m}{\sqrt{2}\pi \eta} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \frac{0.998}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{mkT}}{\eta} = 0.1792 \frac{\sqrt{mkT}}{\eta}$$

$$d = 0.423 \sqrt{\frac{\sqrt{\mu RT}}{N\eta}}.$$

Ülesanne: kontrollige, kas võrrandi poolte mõõtühikud on võrdsed!

Arvutame lämmastiku jaoks (sisehõõrdeteguri väärtused on võetud käsiraamatust “*CRC Handbook of Chemistry and Physics*”)

$T : \text{K}$	$\eta : \mu\text{Pa s}$	$d : \text{pm}$
200	12.9	397
300	19.9	373
400	22.2	360
500	26.1	351
600	29.6	345

Siit on näha, kuidas molekulid vastupidi makroskoopilistele kehadele, soojenedes “kokku tõmbuvad”. *Küsimus:* kuidas seda seletada?

7.11. Osakeste liikuvus ja difusioon.

Kui väikestele osakele, mida jälgisime Browni liikumise katses, rakendada väike jõud F (näiteks raskusjõud või elektriline jõud), siis nad hakkavad jõu suunas triivima keskmise kiirusega

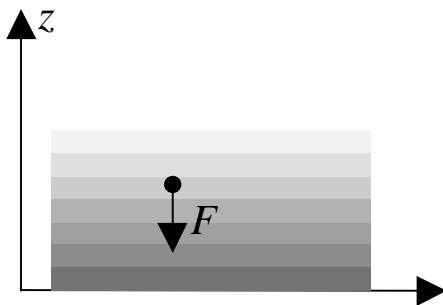
$$u = BF.$$

Tegurit B nimetatakse osakese mehaaniliseks liikuvuseks. Paras ühik liikuvuse mõõtmiseks on $\text{m fN}^{-1} \text{s}^{-1}$. SI standard aga ei luba niiviisi kirjutada (*miks?*).

Liikuvus ja osakeste difusioonitegur on omavahel seotud, kuna Perrini katses tasakaalustuvad kaks protsessi:

- osakeste sadestumine ülalt alla raskusjõu mõjul,
- osakeste difusioon alt üles kontsentratsioonigradiendi mõjul.

Kujutleme horisontaalset pinda pindalaga S .



Sadestumisvoog läbi pinna ülalt alla on

$$nuS = nBFS.$$

Difusioonivoog alt üles on $-D \frac{\partial n}{\partial z} S$

ja tasakaalu tingimus $-D \frac{\partial n}{\partial z} S = nBFS.$

Kuna numberkontsentratsiooni vertikaaljaotus on teada, saab gradiendi arvutada

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{E_{pot}}{kT}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{Fz}{kT}\right), \frac{\partial n}{\partial z} = n\left(-\frac{F}{kT}\right).$$

Võrrandist

$$-Dn\left(-\frac{F}{kT}\right)S = nBFS$$

saab

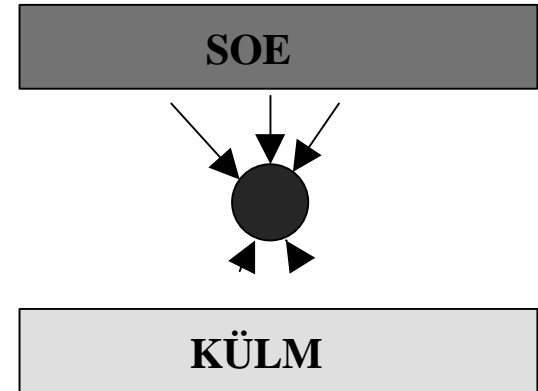
$$\boxed{\boxed{D = kTB}}$$

See oli üks tulemustest, mille eest Albert Einstein sai Nobeli preemia.

7.12. Termodifusioon.

Termodifusiooni avastasid paberil Enskog ja Chapman 1917. a. Molekulid (ka Browni osakesed) hakkavad gaasis triivima temperatuurigradiendi mõjul. Nähtuse kvantitatiivne teooria on äärmiselt komplitseeritud.

Kui molekulidevaheline jõud oleks pöördvõrdelised kauguse viienda astmega (Maxwelli mudel) siis termodifusioon puuduks. Jäigemad molekulid triivivad sooja gaasi poolt külma poole. Browni “molekulide” korral on see hästi ette kujutatav. Molekulide termodifusioon on nii nõrk, et lihtsas laboratooriumis seda registreerida ei õnnestu. Kui kahe pinna vaheline temperatuuride erinevus on 500 K ja keskel on 50% + 50% hapniku ja lämmastiku segu, siis pindade lähedal kujuneb tasakaaluliseks (termodifusioon kontra tavaline difusioon) jaotuseks 49.7% + 50.3%. Enskogi ja Chapmani arvutused näisid eluvõõras matemaatiline kunsttükk. Ilma termodifusiooni rakendusteta oleks aga raske ette kujutada kaasaegse tuumatehnoloogia saavutusi, mille aluseks on isotoope eraldav tööstus.



Keemiliste tehnoloogiate võimalused isotoopide eraldamiseks on piiratud. Füüsikalises isotoopide eraldamise seadmes on palju jahutusveega ümbritsetud vertikaal-torusid, iga toru pikkus ca 10 m ja diameeter ca 1 cm. Iga toru teljel on 1500°C kuumutatud platinatraat. Eraldatavad isotoobid on aurustatud keemilise ühendi koosseisus. Kerge isotoop koguneb traadi lähedale ja tõuseb üles, kust ta aeglaselt välja imetakse ja järgmise toru alumisse otsa suunatakse.

Termodifusiooni teiseks tuntud rakenduseks on aerosooliosakeste sadestamine. Kuna osakesed on normaal-molekulidest väga palju suuremad, siis siin on efekt tugev ja sadestamiseade lihtsalt ehitatav.

Kõigis termodifusiooni katsetes on oluliseks tehniliseks probleemiks gaasi konvektsiooni vältimine.

7.13. Vaakumi omadused.

Sõna “vaakum” ei ole ainult mitmeti kirjutatav (meenutagem eesti keele “keefir–kefiir” võnkeid), vaid ka sisult mitmetähenduslik. Siinkohal kasutatakse sõna “vaakum” laboratoorses tähenduses.

Vaakumi kriteeriumiks on molekulide vaba lennu tee l ja anuma lineaarmõõdu d suhe, mida nimetatakse Knudseni arvuks

$$\text{Kn} = \frac{l}{d}.$$

Vaakumi klassifikatsioon:

Tingimus		Gaasi olek
$\text{Kn} \ll 1$	$l \ll d$	normaalolek
$\text{Kn} < 1$	$l < d$	madal vaakum
$\text{Kn} \approx 1$	$l \approx d$	keskmine vaakum
$\text{Kn} \gg 1$	$l \gg d$	kõrgvaakum

Normaalrõhu puhul on molekuli vaba lennu tee õhus ca 60 nm. Rõhul 0.001 torri ehk 0.001 mmHg kasvab see ca 5 cm-ni. See on keskmine vaakum väikeses vaakumaparaadis.

Ülekandenähtuste kihiline mudel ei ole vaakumis kasutatav, sest kihtide vahe ei mahu anumasse ära. Tegelikku vaba lennu teed määrab siis mitte molekulide põrkumine vaid katseseadme mõõt. Sisehõõrdetegur $\eta \sim \rho l \bar{v}$ ei sõltu normaalrõhu korral ρ -st seepärast, et l muutub pöördvõrdeliselt ρ -ga. Kui l kasvab seadme mõõduni, jääb ta viimasega võrdseks ja sisehõõrdetegur hakkab kahanema koos õhu tihedusega.

Kui aerosooliosakese läbimõõtu vähendada alla molekulide vaba lennu tee, siis hakkab osakeste liikumistakistust määrama vaakumi sisehõõrdetegur. Nanomeeterosakeste jaoks on õhk ka normaalrõhul peaaegu kõrgvaakum.

Lisäülesanne: õppida vaakumi omadusi (eriti soojusjuhtivuse küsimust) Saveljevi raamatust iseseisvalt.

Vaakumtehnika probleemid.

Turbomolecular pump systems are used in all applications which require a hydrocarbon-free high or ultra-high vacuum:

- Spectroscopy
- Valve manufacturing
- Beam guidance systems
- Micro balances
- Sputtering and evaporation systems
- Surface physics

The PT 200 Dry turbomolecular pump system is a fully assembled, ready to operate and mobile high vacuum pump system which is based on a column design. It consists of the following principal components:

- HY CONE hybrid turbomolecular pump system featuring
 - Air cooling
 - Ceramic ball bearings
 - Grease lubrication
 - Pumping speed for nitrogen: 205 l s⁻¹
 - High vacuum connection: DN 100 ISO-K or DN 100 CF
 - Installation in any orientation
 - Integrated splinter guard
- Electronic frequency converter CONE TROL for supplying power to, and automatic monitoring of the HY CONE 200. The frequency converter may be switched on and off via a remote control unit.

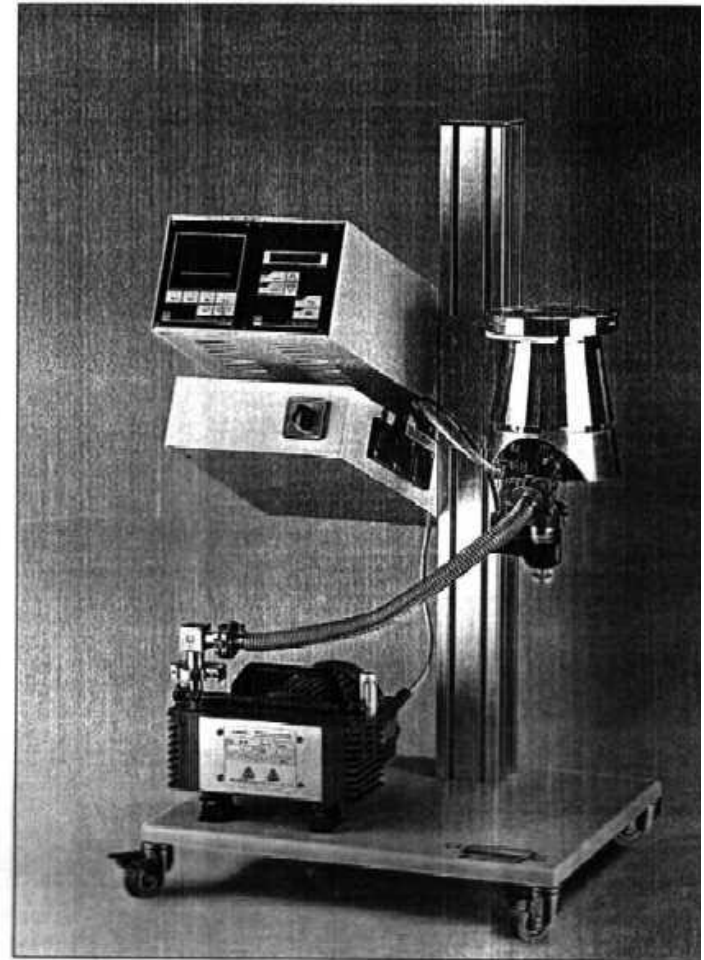
Optional:

Through the special CONE.WIN software you may enter parameters, control and monitor the frequency converter.

The CONE.WIN software runs under WINDOWS and offers a highly convenient user interface.

- Dual-stage, absolutely oil-free MZ 2 D diaphragm vacuum pump used as the backing pump with the following specifications:

Pumping speed:	2.3 m ³ x hr ⁻¹
Ultimate pressure:	4.5 mbar
- Switchbox for driving and interlocking of the two vacuum pumps. The pumps are switched on and off in the right se-



Leyboldi turbo-
molekulaarpump.