

Kinetisk Molekylteori

Indhold

1. Model af en ideal gas	2
2. Eksperimentel påvisning af molekylernes bevægelse.....	2
3. Molekylstød mod væggen af en beholder	5
4. Gastrykket i en beholder. Tilstandsligningen for gasser.....	6

1. Model af en ideal gas

Vi har i de foregående kapitler beskrevet gassers opførsel ud fra nogle simple forsøg, og på eksperimentelt grundlag udledt Boyle Mariottes lov: $P \cdot V = k$, (hvor P er gassens tryk, V er gassen rumfang og k er en konstant) og som beskriver isoterme ændringer af en ideal gas, samt Gay-Lussacs 1. lov: $P = k \cdot T$, (hvor P er gassens tryk, T er gassens absolutte temperatur og k er en konstant), og som beskriver trykkets afhængighed af temperaturen, for fastholdt rumfang V .

Vi har ligeledes vist, hvorledes, man ud fra disse to lovmæssigheder, ved anvendelse af Avogadros lov (Et mol af forskellige stoffer indeholder det samme antal molekyler) kan udlede tilstandsligningen for ideale gasser.

(1.1)	$P \cdot V = n_M R T$
-------	-----------------------

Formålet med dette kapitel er at udlede tilstandsligningen ud fra en mekanisk model, som bygger på Newtons love, på energibevarelse ved elastiske stød og på impulsbevarelse.

Som konsekvens af dette, kan man knytte sammenhængen mellem temperaturbegrebet og den kinetiske energi i molekylernes varmebevægelse.

Vi ved at alle stoffer består af atomer eller molekyler. Det er derfor nærliggende, at henføre stofferne forskellige faser (fast, flydende og gas) til molekylernes bevægelse.

I gas fasen er molekylerne helt løsrevet fra hinanden, og bevæger sig frit omkring under hyppige elastiske sammenstød.

I vores model for en ideal gas, vil opfatte molekylerne som små elastiske kugler (med størrelsesorden 10^{-10} m), der bevæger sig med hastigheder, som vi senere vil beregne til at være nogle hundrede meter i sekundet ved stuetemperatur.

Er molekylerne indespærret i en beholder, vil de hyppigt støde sammen med beholderens vægge, og den kraftpåvirkning, som de derved yder pr. arealenhed, er forklaringen på det, som vi kalder gastrykket.

Før vi går nøjere ind på modellen, vil vi betragte nogle forsøg, der på simpel vis illustrerer molekylernes bevægelse.

2. Eksperimentel påvisning af molekylernes bevægelse.

For direkte at iagttage molekylernes bevægelse, skal man anvende bølger, hvis bølgelængde er sammenlignelig med størrelsen af molekylerne, hvilket ikke engang er tilfældet i et elektronmikroskop. Til gengæld kan man anføre en række simple forsøg, som klart viser, at molekylerne i en væske eller i en gas er i stadig bevægelse, selv om gassen eller væsken som helhed er i hvile.

Åbner man f.eks. ammoniakflaske i et værelse, vil noget ammoniak fordampe, og man vil ved hjælp af lugtesansen efter kort tid registrere, at noget af ammoniakken har bevæget sig ud i værelset, også selv om luften i værelset ikke har været i bevægelse.

Fænomenet kaldes for uordnet varmebevægelse eller diffusion. Det forklares ved at luftens molekyler, (og dermed også ammoniakmolekylerne) er i stadig "uordnet" (i modsætning til koordineret) bevægelse og at ammoniakmolekylerne, ved tilfældige sammenstød udbreder sig i rummet. På

grund af den tilfældige bevægelse med hyppige sammenstød, er diffusionshastigheden dog langt mindre end molekylernes hastighed.

Diffusion må ikke forveksles med strømning af en gas, hvor gassen er i en kollektiv bevægelse. Strømning kaldes også for konvektion.

(2.1) Forsøg med diffusion i et glasrør

Tager man et ca 1 m langt glas rør og samtidig anbringer vat totter på propperne, der er vædet med henholdsvis ammoniak (NH_3) og saltsyre (HCl) i hver sin ende, vil man efter ret kort tid iagttage, at der dannes en hvid tåge ring af salmiak i røret. Ringen dannes øjensynlig, fordi de to gasser diffunderer ind i røret, og når de mødes reagerer kemisk idet, der dannes salmiak, idet



Det bemærkes, at den hvide ring ikke dannes i midten af røret, men forskudt bort fra den ende, hvor ammoniakken totten er anbragt. Hvad man ser, er at de to gasser tilsyneladende ikke har samme diffusionshastighed, men at den lette gas NH_3 (atomvægt $17 = 14 + 3 \cdot 1$) diffunderer hurtigere end den tunge gas HCl (atomvægt $36,5 = 1 + 35,5$).

Hvis man måler den tid, der forløber, indtil den hvide ring dannes, får man ved at dividere tiden op i strækningen et overslag over diffusionshastigheden for de to gasser.

Denne hastighed er flere tusinde gange mindre end molekylernes hastighed i deres frie bevægelse, men man kan godt – alt andet lige – antage, at der er proportionalitet mellem et molekyles hastighed og det diffusionshastighed.

Forsøget viser i alle tilfælde, at de lettere molekyler bevæger sig hurtigere end de tunge.

Vi skal i det følgende argumentere for, at molekyler af forskellige gasser, har den samme middel kinetiske energi.

Anvendes dette, så vi antager at HCl og NH_3 har samme (middel) kinetiske energi, så kan man slutte at forholdet mellem diffusionshastighederne er lig med kvadratroden af det omvendte forhold mellem masserne.

$$(2.2) \quad \frac{1}{2} m_{HCl} v_{HCl}^2 = \frac{1}{2} m_{NH_3} v_{NH_3}^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{v_{HCl}}{v_{NH_3}} = \sqrt{\frac{m_{NH_3}}{m_{HCl}}} = \sqrt{\frac{17}{38,5}} = 0,68 \approx \frac{2}{3}$$

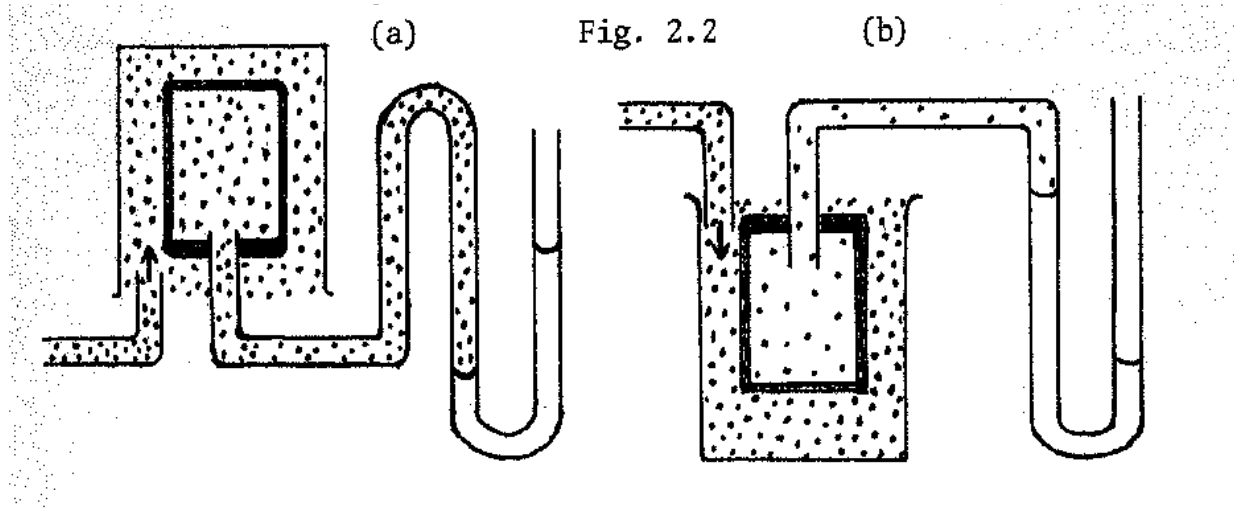
Afstanden fra enderne og hen til den hvide ring, skulle altså forholde sig som 2:3, hvilket er nogenlunde i overensstemmelse med erfaringen.

2.3 Forsøg med porøse beholdere

Man kan også lave diffusionsforsøg med porøse beholdere. Porøs betyder tæt overfor væsker, dog således, at molekyler og ioner kan diffundere igennem.

På figur (2.2) (a) er en porøs ler cylinder forsynet med en prop med et glas rør, der er forbundet til et væskemanometer. den porøse ler cylinder er placeret i en omvendt bægerglas, og ledes en let gas f.eks. brint eller helium op i bægerglasset, vil man iagttage på manometeret, at trykket stiger i cylinderen.

Dette forklares med at brint/helium er lettere end atmosfærisk luft, og derfor diffunderer hurtigere ind i ler cylinderen end luften diffunderer ud.



Vendes bægerglasset om, og ledes en tung gas, f.eks. propan (flaskegas) ned i bægerglasset, vil man iagttage, at trykket falder på manometeret. Begrundelsen er den samme som før, blot, at det nu er propanmolekylerne, der er de tunge, som diffunderer langsommere.

Når bægerglasset fjernes, vil der i tilfældet med brint blive undertryk i beholderen, fordi brinten diffunderer hurtigere ud end luftmolekylerne diffunderer ind. I forsøget med propan, vil det naturligvis gå omvendt.

2.4 Brownske bevægelser

Botanikeren Robert Brown (1773 – 1858) opdagede, at blomster pollen, der var opslemmet i vand, og iagttaget gennem et mikroskop, udførte mikroskopiske uregelmæssige bevægelser. Først troede han, at det skyldtes levende organismer, men bevægelserne var uændrede, selv om man kogte den opslemmede væske, så han måtte forkaste denne hypotese.

Først i begyndelsen af 1900 tallet, blev man klar over, at de "Brownske bevægelser" skyldtes sammenstød mellem de hurtige vandmolekyler og de langt tungere pollenpartikler.

Brownske bevægelser iagttages bedst, hvis man blander lidt røgpartikler i en gas. Kraftig belyst og iagttaget i et mikroskop, kan man se røgpartiklernes små uregelmæssige bevægelser.

Selv om gasmolekylerne har langt mindre masse end røgpartiklerne, er de på grund af deres store hastighed i stand til at overføre tilstrækkelig impuls til at sætte røgpartiklerne i bevægelse.

A. Einstein gennemførte teoretiske beregninger (random walk) over de Brownske bevægelser. Han opnåede en teoretisk formel for hvor langt en pollen partikel ville bevæge sig væk fra en given position i et givet tidsrum. Dette bragte ham i stand til at beregne tætheden af væskemolekyler, og han opnåede derved en eksperimentel værdi for Avogadros tal.

Da den værdi Einstein opnåede var i overensstemmelse med den hidtil kendte værdi, var det dermed en bekræftelse på den kinetiske molekylteori.

2.5 Lysmølle

En lysmølle består af en udpumpet glasklokke, hvor en lille mølle kan bevæge sig gnidningsfrit på en nålespids. Figur (2.3).

Den ene side af "møllevingerne" er sværtet sorte, mens den anden side er blankpoleret. Belyses møllen med kraftigt lys (sollys), vil møllen sætte sig i bevægelse, som om der virkede en kraft på den sværtede side.

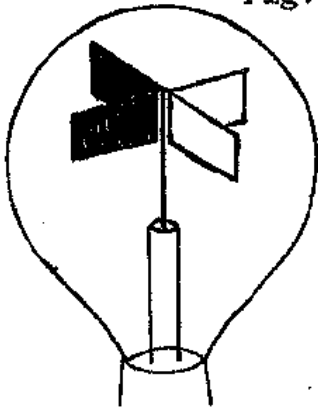


Fig. 2.

Fænomenet lader sig let forklare ud fra den kinetiske molekylteori, i det de sværtede sider vil blive opvarmet mere af sollyset, fordi lyset absorberes af sorte flader men reflekteres af de blankpolerede.

Opvarmningen betyder, at gasmolekyler, der befinder tæt ved de sværtede flader, på grund af opvarmningen får større kinetisk energi – større hastighed – og dermed kan overføre en større impuls ved sammenstødet med den sværtede plade. Dette får på forunderlig vis møllen til at dreje rundt.

Man kan også formulere det derhen, at gastrykket på grund af den højere temperatur er større ved de sværtede side end ved de blankpolerede.

Opvarmningen betyder at

3. Molekylstød mod væggen af en beholder

For at kunne beregne gastrykket ud fra luftmolekylernes stød mod beholderens vægge, skal vi først finde et udtryk for impulsoverførslen til en væg, når denne rammes af et molekyle. Situationen er illustreret på figur 3.2 (a) og (b).

Vi får i det følgende brug for at opskrive Newtons 2. lov med impulstilvækst i stedet for hastighedstilvækst.

Vi erindrer om Newtons 2. lov: $\vec{F} = m\vec{a}$, hvor accelerationen $\vec{a} = \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t}$ er hastighedstilvæksten pr.

tidsenhed. Vi har defineret impulsen af et legeme som: $\vec{p} = m\vec{v}$, hvoraf følger, at impulstilvæksten er: $\Delta\vec{p} = m\Delta\vec{v}$: Vi får da:

$$(3.1) \quad \vec{F} = m\vec{a} = m \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = \frac{m\Delta\vec{v}}{\Delta t} \Rightarrow \vec{F} = \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} \quad \vec{F}\Delta t = \Delta\vec{p} \text{ kaldes for } \underline{\text{kraftens impuls}}$$

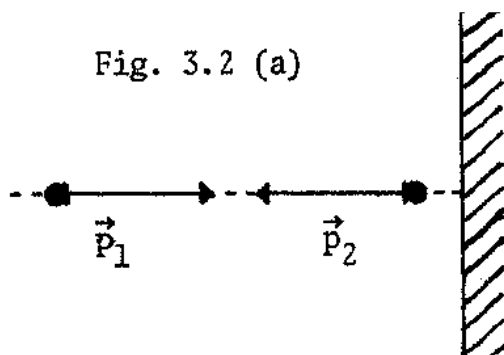
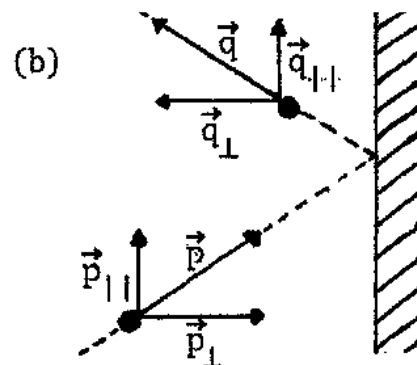


Fig. 3.2 (a)



På figur (3.2) nærmer et molekyle med impulsen \vec{p}_1 sig væggen, vinkelret på denne. Stødet er centralt og det antages at være fuldstændig elastisk. Ud fra teorien for det centrale stød, ved vi at molekylet efter stødet har en impuls \vec{p}_2 , der er lige så stor med modsat rettet \vec{p}_1 , så $\vec{p}_2 = -\vec{p}_1$. Molekylets impulstilvækst er derfor:

$$(3.3) \quad \Delta\vec{p}_{\text{molekyle}} = \vec{p}_2 - \vec{p}_1 = -2\vec{p}_1$$

Ved det centrale stød gælder (som altid) impulsbevarelse, hvilket betyder at summen af impulstilvæksterne for molekyle og væg er nul. Væggen får altså en impulstilvækst som er givet ved:

$$(3.4) \quad \Delta\vec{p}_{\text{væg}} + \Delta\vec{p}_{\text{molekyle}} = 0 \quad \Rightarrow \quad \Delta\vec{p}_{\text{væg}} = 2\vec{p}_1$$

Hvis stødet varer tidsrummet Δt , er væggen ifølge (3.1) påvirket af en kraft:

$$(3.5) \quad \vec{F}_{\text{væg}} = \frac{\Delta\vec{p}_{\text{væg}}}{\Delta t} = \frac{2\vec{p}_1}{\Delta t}$$

Kraften fra et enkelt molekylstød er naturligvis umærkeligt, men her må man huske på at antallet af molekyler måles som en brøkdel af Avogadros tal: $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ molekyler, som er antallet af molekyler i en *mol*. Massen af et atom er af størrelsesordenen $1 \text{ u} = 1,660 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

På figur 3.2 (b) er vist et molekyle, der støder skråt ind mod væggen. Vi antager at væggen er fuldstændig glat, så der ikke sker nogen kraftpåvirkning parallelt med væggen.

Molekylets impuls før stødet kan opløses i en komponent vinkelret på væggen \vec{p}_\perp og en komponent parallel med væggen \vec{p}_\parallel .

Da der ikke er nogen kraftpåvirkning parallelt med væggen vil \vec{p}_\parallel være uændret efter stødet.

Impulsen \vec{p}_\perp vil ifølge det foregående være uændret i størrelse, men skifte fortegn ved stødet, og derfor være lig med $-\vec{p}_\perp$. Vi får derfor:

$$(3.6) \quad \Delta\vec{p}_{\text{molekyle}} = \Delta\vec{p}_\parallel + \Delta\vec{p}_\perp = \vec{0} + (-\vec{p}_\perp - \vec{p}_\perp) \quad \Rightarrow \quad \Delta\vec{p}_{\text{molekyle}} = -2\vec{p}_\perp$$

$$(3.7) \quad \Delta\vec{p}_{\text{væg}} + \Delta\vec{p}_{\text{molekyle}} = 0 \quad \Rightarrow \quad \Delta\vec{p}_{\text{væg}} = 2\vec{p}_\perp = 2m\vec{v}_\perp$$

Impulsoverførslen ved et skråt stød af et molekyle er derfor givet ved (3.7), hvor m betegner massen af molekylet og \vec{v}_\perp er molekylets hastighedskomponent vinkelret på væggen.

Endelig bemærker vi, at molekylets fart er uændret ved stødet mod væggen. Det følger af ovenstående, men er også en konsekvens af at den kinetiske energi er bevaret ved et elastisk stød. Molekylets kinetiske energi $E = \frac{1}{2}mv^2$ er uændret, da væggen ikke flytter sig ved stødet.

4. Gastrykket i en beholder. Tilstandsligningen for gasser

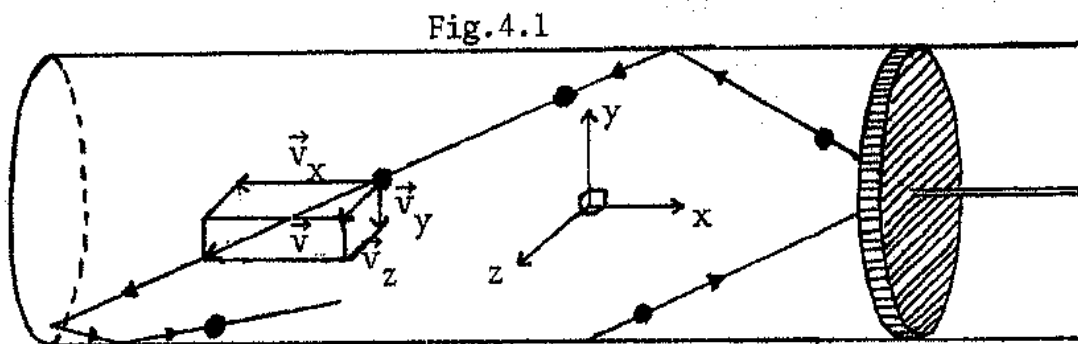
Vi betragter en cylinderformet beholder med længde L og tværsnitsareal A , som vist på figur 4.1.

I beholderen befinder der sig molekyler med masse m .

På figuren er skitseret banen for et molekyle, som bevæger sig med farten v .

I sidste afsnit viste vi, at selvom molekylet skifter retning, når det støder mod beholderens vægge, er farten v uændret den samme.

Når vi indlægger et tre retvinklet koordinatsystem med x -aksen i beholderens længde retning, kan man opløse hastigheden i 3 komponenter: $\vec{v} = \vec{v}_x + \vec{v}_y + \vec{v}_z$



Farten i x -retningen er konstant. Hastigheden i x -retningen ændres nemlig ikke ved et stød mod beholderens side vægge, da parallelimpulsen ikke ændres ved stød, og \vec{v}_x er parallel med sidevæggene. \vec{v}_x får den modsatte retning ved stød mod endevæggene, mens farten er uændret.

Uden sammenstød med andre molekyler, er et molekyles fart i beholderens længderetning konstant.

Den tid, der forløber for et molekyle at gennemløbe beholderens længderetning L er derfor også

konstant, og er lig med $\Delta t' = \frac{L}{v_x}$, og den tid Δt , der forløber indtil et molekyle igen støder mod ende

fladen er det dobbelt $\Delta t = \frac{2L}{v_x}$. Impulsoverførslen til endefladen er ifølge (3.7): $\Delta p_{\perp} = 2p_{\perp} = 2mv_x$.

Ved at dividere dette med tiden Δt , indenfor hvilken impulsoverførslen finder sted, finder man så et udtryk for middelkraften på endevæggen fra et enkelt molekyle.

$$(4.2) \quad F_{\perp} = \frac{\Delta p_{\perp}}{\Delta t} = \frac{2mv_x}{\frac{2L}{v_x}} = \frac{mv_x^2}{L}$$

Idet hvert molekyle i beholderen giver anledning til den samme middelkraft, skal vi da blot gange (4.2) med antallet af molekyler i beholderen for at få kraften på endevæggen.

Bemærkning: Vi har i betragtningerne ovenfor antaget at et molekyle bevæger sig upåvirket fra den ene endeflade til den anden. Dette kan naturligvis ikke opretholdes, men da impulsen er bevaret ved stød, er den samlede impuls i x -retningen også bevaret.

Da sammenstødene er elastiske er den samlede kinetiske energi af molekylerne også bevaret.

Da det er den kinetiske energi, der indgår i udtrykket (4.2) for kraften på endefladen, påvirkes summen af kræfterne fra molekylerne, (som er proportional med summen af molekylernes kinetiske energier) ikke af, at molekylerne støder elastisk sammen.

Molekylerne har naturligvis ikke alle den samme hastighed i x -retningen, så kræfterne i (4.2) kan ikke umiddelbart adderes.

Er der N molekyler i beholderen, kan vi imidlertid skrive summen som N gange den gennemsnit af molekylernes kinetiske energi i x -retning.

Symbolet $\langle \rangle$ anvendes til at betegne middelværdi eller gennemsnittet af en størrelse.

$$(4.3) \quad F = \sum_{k=1}^N F_{\perp k} = N \langle F_{\perp} \rangle = N \frac{\langle mv_x^2 \rangle}{L} = N \frac{m}{L} \langle v_x^2 \rangle$$

$\langle v_x^2 \rangle$ betegner (middelværdien) gennemsnittet af hastighedskvadratet i x -retningen.

Vi omskriver nu lidt på udtrykket (4.3), så kraften F bliver udtrykt ved middelværdien af den kinetiske energi af et molekyle. Hastighedskvadratet: $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$.

For middelværdien af hastighedskvadratet, må derfor gælde:

$$(4.4) \quad \langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle$$

Da retningerne x , y og z blot er tilfældige retninger i et koordinatsystem, må middelværdierne i x , y og z nødvendigvis være den samme.

$$(4.5) \quad \langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle \quad \Rightarrow \quad \langle v^2 \rangle = 3 \langle v_x^2 \rangle \quad \Leftrightarrow \quad \langle v_x^2 \rangle = 1/3 \langle v^2 \rangle$$

Indsættes (4.5) i udtrykket for kraften (4.3) fås:

$$(4.6) \quad F = N \frac{m}{L} \langle v_x^2 \rangle \quad \Rightarrow \quad F = \frac{2}{3} \frac{N}{L} \langle 1/2 mv^2 \rangle \quad \Leftrightarrow \quad F = \frac{2}{3} \frac{N}{L} \langle E_{kin} \rangle$$

Hvor $\langle E_{kin} \rangle$ så betegner middelværdien af den kinetiske energi for et molekyle.

Udtrykket (4.6) angiver den kraft, hvormed molekylerne i beholderen påvirker endefluden.

Hvis vi vil bestemme trykket, skal vi dividere kraften med endefladens areal A : $P = \frac{F}{A}$.

Idet vi benytter, at beholderens rumfang $V = A \cdot L$, får man:

$$(4.7) \quad P = \frac{F}{A} = \frac{2}{3} \frac{N}{A \cdot L} \langle 1/2 mv^2 \rangle \quad \Rightarrow \quad P = \frac{2}{3} \frac{N}{V} \langle 1/2 mv^2 \rangle$$

Endelig indfører vi $N = n_M N_A$. Antallet af molekyler i et stof = antal *mol* x Avogadros tal.

Hvis ligningen (4.7) multipliceres ned V , finder man en ligning, der direkte kan sammenlignes med tilstandsligningen for ideale gasser. $PV = n_M RT$

$(4.8) \quad PV = \frac{2}{3} n_M N_A \langle 1/2 mv^2 \rangle \quad \wedge \quad PV = n_M RT \quad \Rightarrow \quad \frac{2}{3} N_A \langle 1/2 mv^2 \rangle = RT$
--

Den sidste af ligningerne i (4.8) er den helt fundamentale relation, som knytter sammenhængen mellem den absolutte temperatur og molekylernes kinetiske energi.

Ved at løse mht. $\langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle$, finder man:

$$(4.9) \quad \langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T \quad \Leftrightarrow \quad \langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle = \frac{3}{2} kT$$

I (4.9) har vi defineret en ny naturkonstant $k = \frac{R}{N_A}$ er en, som kaldes Boltzmanns konstant.

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

Den kan udtrykkes ved de to andre naturkonstanter, nemlig gaskonstanten $R = 8,31 \text{ J/mol K}$, og Avogadros tal $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ molekyler/mol.

Boltzmann var den første, der systematisk klarlagde sammenhængen mellem temperaturbegrebet og molekylernes kinetiske energi.

Boltzmanns konstant er ifølge (4.9) simpelthen omregningsfaktoren mellem den (middel)kinetiske energi af et molekyle og den absolutte temperatur.

Dette indebærer, som tidligere nævnt eksistensen af et absolut nulpunkt, som kan forklares derved at molekylerne er i fuldstændig hvile, hvor den kinetiske energi er nul.

Udledningen ovenfor er foretaget for en gas bestående af én-atomige molekyler. Fler-atomige molekyler kan imidlertid også akkumulere energi i form af svingnings- og vibrationsenergi. I almindelighed kan man skrive:

$$(4.10) \quad \langle E_{kin} \rangle = \gamma kT \quad (\text{Ækvipartitionsprincippet})$$

Konstanten γ afhænger kun af gassens art. $\gamma = 3/2$ for en én-atomig gas.

I almindelighed kan γ skrives som $n/2$, hvor n kaldes for antallet af frihedsgrader. For én-atomige atomer er $n = 3$, svarende til én frihedsgrad for hver af de 3 koordinatretninger. For to-atomige molekyler er $n = 5$. (To ekstra frihedsgrader for vibrations- og rotationsenergi).

Den indre energi af en gassen, kan udregnes som summen af molekylernes kinetiske energier. Med betegnelserne ovenfor finder man:

$$(4.11) \quad E_{kin} = N \langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle = n_M N_A \langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle = \frac{3}{2} n_M RT$$

(4.11) gælder for en én-atomig gas. Generelt gælder det, at $E_{kin} = \gamma n_M RT$, hvor γ er den før omtalte konstant.

4.12 Eksempel

Vurder hastigheden af ammoniakmolekyler (NH_3 , atomvægt 17) og klorbrintemolekyler (HCl , 36,5) ved temperaturen 20°C .

Løsning;

Vi anvender:

$$\langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle = \frac{3}{2} kT \quad \Rightarrow \quad \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

Vi tillader os at identificere middelhastigheden $\langle v \rangle$ med kvadratroden ovenfor, hvilket kun med tilnærmelse er korrekt. Massen af et atom kan beregnes ved at dividere molmassen m med Avogadros tal N_A : $m = M/N_A$. Vi finder derfor:

$$m_{NH_3} = \frac{17 \text{ g/mol}}{6,023 \cdot 10^{23}} = 2,8 \cdot 10^{-23} \text{ g} = 2,8 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$$

$$\langle v_{NH_3} \rangle = \sqrt{\frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \cdot 293 \text{ K}}{2,8 \cdot 10^{-26} \text{ kg}}} = 6,6 \cdot 10^2 \text{ m/s}$$

Det følger af (2.1), som er begrundet ved (4.9), at forholdet mellem middelhastighederne af to forskellige gasser, er lig med kvadratroden af det omvendte forhold mellem molmasserne.

$$\langle v_{HCl} \rangle = \sqrt{\frac{17}{36,5}} \langle v_{NH_3} \rangle = 4,5 \cdot 10^2 \text{ m/s}$$