

ZÁKLADNÍ POZNATKY

Hydrostatika

Kapaliny – málo stlačitelné, za rovnovážného stavu nemohou vznikat tečná napětí, jsou dokonale pružné.

Tlak v kapalině

$$p = \frac{F}{S}, F = p \cdot S \quad \text{tlaková síla}$$

Pascalův zákon : Tlak p je na všech místech uvnitř nádoby stejný a na myšlenou vloženou plochu vždy kolmý ($p = \text{konst.}$).

Hydrostatický tlak – vzniká účinkem zemské tíhy $p = h\rho g$

Odvození: $F = m \cdot g$, $m = \rho V$, $V = S \cdot h$, $F = S h \rho g$, $p = F/S$.

$[p] = \text{N} \cdot \text{m}^{-2}$

$$\text{Spojené nádoby : } \frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

Výšky sloupců kapalin jsou v obráceném poměru k jejich hustotám.

Archimedův zákon:

Velikost hydrostatické vztlakové síly působící na těleso ponořené do kapaliny je rovna velikosti tíhové síly působící na kapalinu o objemu rovném objemu tělesa.

$\rho > \rho_k$ těleso klesá v kapalině o hustotě ρ_k ke dnu

$\rho = \rho_k$ těleso se v kapalině volně vznáší

$\rho < \rho_k$ těleso v kapalině plave, ponořená část objemu $V' = V \frac{\rho}{\rho_k}$

Barometrický tlak

Toricelliho pokus.

Hlavní jednotka **Pa** (pascal), $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2} = \text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$

Další jednotky tlaku: $1 \text{ atm} = 9,80665 \cdot 10^4 \text{ Pa}$

$1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$

$1 \text{ torr} = 133,322 \text{ Pa}$

Normální atmosférický (barometrický) tlak $760 \text{ torr} = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ Pa}$

Barometrická rovnice udává závislost tlaku na nadmořské výšce $p = p_0 e^{-\frac{\rho_0 g h}{p_0}}$

Hydrodynamika

Proudění ideální kapaliny

Uvažujeme proudění ustálené (stacionární), rychlost částic v určitém místě je konstantní, částice kapaliny se pohybují po drahách tzv. proudnic. Pomocí proudnic lze zobrazit

vektorové pole rychlostí. Část prostoru, která je omezena proudnicí procházejícími obvodem určité plochy, se nazývá proudová trubice. Proudnicí se při ustáleném proudění neprotínají.

Rovnice spojitosti toku (kontinuity toku) $S \cdot v = konst.$

Výtok kapaliny otvorem v nádobě:

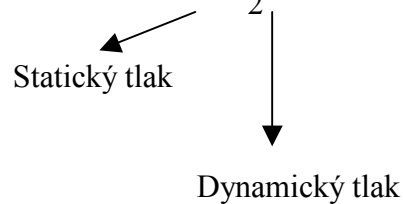
$$E_k = \frac{1}{V} \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \rho v^2 = p \quad \text{tj. potenciální energie tlaková}$$

$$\text{výtoková rychlost } v = \sqrt{\frac{2p}{\rho}} = \sqrt{\frac{2[(b + h\rho g) - b]}{\rho}} = \sqrt{2gh}.$$

Rychlost nezávisí na hustotě kapaliny, je stejná, jakoby kapalina padala z výšky h volným pádem.

Bernoulliho rovnice:

Zákon zachování energie pro ideální kapalinu $p + \frac{1}{2} \rho v^2 + h\rho g = konst.$



VISKOZITA

Rychlost proudění tekutiny v celém průřezu trubice není stejná. Přímo při stěně je rovna nule a s rostoucí vzdáleností od stěny se zvětšuje – v proudící kapalině nebo plynu vznikají tečné (tangenciální) síly, tzv. síly vnitřního tření, vazkosti, viskozity.

Velikost vnitřního tření můžeme měřit silou F , které je zapotřebí, aby se deska plochy S pohybovala rovnoměrnou rychlostí v ve vzdálenosti z od klidné desky (stěny), je-li mezi nimi vyšetřovaná kapalina. $F = \eta S \frac{v}{z}$, konstanta úměrnosti η se nazývá dynamický součinitel vnitřního tření (dynamická viskozita), jt. Newtonův vzorec.

Změnu rychlostí jednotlivých vrstev kapaliny vyjadřujeme rychlostním spádem, tzv. gradientem rychlosti, který udává změnu rychlosti v připadající na jednotku délky ve směru kolmém na rychlost pohybu. Vyjadřuje se $F = \eta S \frac{dv}{dz}$, $\frac{F}{S} = \tau$ určuje sílu připadající na jednotku plochy desky a udává tečné (tangenciální) napětí, které vzniká uvnitř tekutiny při jejím pohybu. $\tau = \eta \frac{dv}{dz}$...tangenciální napětí je přímo úměrné rychlostnímu spádu v daném

místě. Konstantou úměrnosti je dynamická viskozita, která závisí jen na druhu tekutiny a na teplotě. Jednotkou je $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} = \text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2} = \text{Pa} \cdot \text{s}$. Hodnota dynamické viskozity u kapalin s rostoucí teplotou klesá, u plynů stoupá. Vzduch má asi 100x menší viskozitu než voda.

Podíl součinitele vnitřního tření a hustoty ρ se nazývá kinematický součinitel vnitřního tření (kinematická viskozita) $\nu = \frac{\eta}{\rho}$.

Víme, že rychlost proudění skutečné kapaliny je největší v ose trubice a nejmenší u stěn. Zavádíme tzv. střední rychlost proudu, tj. rychlost, jakou by měla tekutina tekoucí v celém průřezu stejnou rychlostí tak, že by za jednotku času proteklo průřezem trubice stejné množství kapaliny, jaké proteče ve skutečnosti. Pokud střední rychlost nepřekročí určitou hranici a při proudění jsou všechny proudnice rovnoběžné s osou trubice, je proudění tzv. laminární. Mezní hodnota závisí na kinematické viskozitě a na poloměru trubice. Klesá-li poloměr, mezní hodnota roste. Tekutina teče jako duté válce, které se po sobě posouvají. Pro objem Q tekutiny, která projde za laminárního proudění kapilárou, platí

$$Q = \frac{\pi}{8\eta} \frac{\Delta p}{l} r^4,$$

tj. Poiseuilleův (Hagenův) zákon. Množství tekutiny, jež projde kruhovým průřezem za jednotku času, je přímo úměrné tlakovému spádu, čtvrté mocnině poloměru trubice a je nepřímo úměrné dynamické viskozitě. Pro příliš velký tlakový spád – velká rychlost, proudění přestane být laminární a zákon neplatí.

Důsledkem vnitřního tření je odpor, který kapaliny kladou pohybu tuhých těles. Je-li těleso obtékáno kapalinou laminárně, platí pro odpor Stokesův zákon: pro kouli má tvar $F = 6\pi\eta r v$.

V případě padající kuličky v tekutině dosáhne kulička určité mezní rychlosti, při níž se síla zrychlující (G-vztlková) rovná síle brzdící. Je-li ρ hustota koule a ρ_k hustota kapaliny, pak

$$\text{platí } 6\pi\eta r v_m = \frac{4}{3}\pi r^3 (\rho - \rho_k) g, \eta = \frac{2g}{9v_m} (\rho - \rho_k) r^2 \dots \text{ měření viskozity metodou padající}$$

kuličky.

Viskozimetry :

- a) absolutní měření – ze Poiseuilleova zákona, měříme všechny ostatní veličiny
- b) relativní měření – srovnání s kapalinou, jejíž dyn.viskozita je známa – Ostwaldův viskozimetr, Höpplerův viskozimetr

Rychlost tekutiny v určitém bodě se nepravidelně mění co do velikosti i směru – turbulence. Anglický fyzik Reynolds konal pokusy se skleněnými trubicemi různého průřezu při různém tlakovém spádu – zjistil, že o druhu proudění rozhoduje bezrozměrná veličina - Reynoldsovo

$$\text{číslo } R, \text{ jež charakterizuje každý tok } R = \frac{d\rho v}{\eta} = \frac{d v}{\nu}, \text{ kde } d \text{ je délka charakteristického}$$

rozměru tělesa (např. průměr trubice), ρ je hustota kapaliny, η dynamická viskozita, v střední rychlost kapaliny, ν kinematická viskozita.

Podle pokusů laminární proudění v hladkých trubicích přechází v turbulentní tehdy, když Reynoldsovo číslo dosáhne kritické hodnoty R_k . Měření ukázala, že R_k je asi 2000 (2400),

$$\text{tomu odpovídá kritická rychlost } v_k = \frac{R_k \eta}{d\rho} = \frac{R_k \nu}{d} \approx \frac{2000}{d} \approx \frac{1000}{r}.$$

Příklad:

Při 20 °C je pro vodu $\nu = 0,01 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, tedy v kapiláře o průměru $d = 0,02 \text{ cm}$ je rychlost $v_k = 2400 \cdot 0,01 / 0,02 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} = 12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Tak velké rychlosti v kapiláře nedosáhneme. Je-li průměr trubice 2 cm, je $v_k = 12 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, při $d = 20 \text{ cm}$, je $v_k = 1,2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Z toho je patrné, že ve velkých průmyslových potrubích nastává pohyb turbulentní, neboť tekutina proudí rychleji, než je rychlost kritická.

Význam čísla R není omezen jen na proudění tekutin v trubicích, ale má základní význam pro proudění tekutiny v prostorech obecnějšího tvaru a při pohybu pevných těles v tekutinách. Stejně zákonitosti platí i pro vzduch, pokud je rychlost značně menší než rychlost zvuku.

Při otáčivém pohybu tekutin následkem snadné posunutelnosti jejich částic a vnitřního tření nastávají jiné poměry než při otáčení pevného tělesa. Znáмым příkladem otáčivého pohybu tekutin jsou víry, které lze pozorovat např. nad výtakovým otvorem vany, kouřové kroužky ve vzduchu. Víry vznikají při proudění vlivem vnitřního tření, ve vrstvě, která odděluje dvě proudění různých rychlostí, víry vznikají za pevnými tělesy, která jsou v klidu nebo se pohybují (pilíře mostů), víry z láhve – mohou se dostat až do vzdálenosti několika metrů a zhasnout např. svíčku. Víry představují útvar značné stability, jsou vázány na hmotu, jsou vázány na mezní vrstvu.

Při pohybu tuhého tělesa v kapalině nebo plynu, působí na těleso síla, která se nazývá odpor prostředí. Tento odpor závisí na relativním pohybu tělesa a prostředí. Pohybující se těleso musí odstraňovat klidnou tekutinu, jež „u stojí v cestě“. Je-li průřez tělesa ve směru kolmém na směr jeho pohybu S , rychlost tělesa v , hustota tekutiny ρ , pak podle zákona zachování energie musí se práce, kterou koná těleso přemáháním odporu prostředí, tj. síly F , za jistou dobu rovnat kinetické energii, kterou za tutéž dobu nabude odstraněné, původně klidná tekutina, jejíž objem odstraněný za daný čas je $S \cdot v$. Platí $F \cdot v = \frac{1}{2} \rho v^2 S v \Rightarrow F = S \frac{1}{2} \rho v^2 \dots$ Newtonův vzorec pro odpor prostředí. Vzorec vyhovuje jen přibližně – při větších rychlostech závisí na geometrických vlastnostech pohybujícího se tělesa : $F = CS \frac{1}{2} \rho v^2$.

Podmínky letu – tlaková vlna při rychlosti blízké rychlosti zvuku, jeli překonána – nadzvuková rychlost, tlak klesá, pro odpor prostředí platí jiné vztahy. Poměr rychlosti letadla k rychlosti zvuku za stejných podmínek se nazývá Machovo číslo. Mach 1 – letadlo letí rychlostí zvuku ($1200 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$), mach 2 = $2400 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ při zemi (rychlost ve výšce je menší, s výškou klesá teplota a tím i rychlost zvuku).

TERMIKA

Avogadro – pojem molekula – při stejné teplotě a tlaku stejné objemy plynů obsahují stejný počet molekul.

Molekulární síly – přitažlivé a odpudivé, sféra molekulárního působení $5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

Koheze – síly působící mezi molekulami téže látky

Adheze (přilnavost) – síly působící mezi molekulami různých látek.

Avogadrova konstanta – počet částic v látkovém množství 1 mol stejnorodé látky

$$A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

$$\text{Látkové množství } n = \frac{N}{A}, \text{ N počet částic v daném tělese}$$

$$\text{Molární hmotnost } M_m = \frac{M}{n} [\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}]$$

$$\text{Molární objem } V_m = \frac{V}{n}$$

$$\text{Počet molekul v objemové jednotce } n_0 = \frac{N}{V} = \frac{A}{V_m}$$

Hustota objemové jednotky $\rho = m \cdot n_0$

Boltzmannova konstanta $k = \frac{R_m}{A}$

Termodynamika – uplatňování termodynamické metody a zákona zachování a přeměny energie pro tepelné děje.

Kinetická teorie látek – základem jsou tři experimentálně ověřené poznatky:

- Látky kteréhokoli skupenství se skládají z částic.
- Částice se v látkách neustále a neuspořádaně (chaoticky) pohybují
- Částice na sebe navzájem působí silami. Tyto síly jsou při malých vzdálenostech odpuzivé, při větších vzdálenostech přitažlivé.

Částice mohou vykonávat pohyb posuvný, otáčivý, kmitavý. Všechny směry rychlostí jsou stejně pravděpodobné. Neustálý a neuspořádaný pohyb částic v látkách – **tepelný pohyb**.

Difúze – samovolné pronikání částic jedné látky mezi částice látky druhé, jsou-li tělesa z těchto látek uvedena do vzájemného styku.

Brownův pohyb – částice řádově 1 μm .

Zkoumaná tělesa mohou mít různou teplotu, tlak objem, chemické složení, mohou se nacházet v různém skupenství, mohou být různě uspořádány – nacházejí se v různých stavech.

Zkoumané těleso, nebo skupina těles je tzv. termodynamická soustava, veličiny charakterizující stav soustavy – stavové veličiny (p, V, T).

Izolovaná soustava – soustava, u níž nemůže docházet k výměně energie ani k výměně částic s okolím, mohou probíhat jen děje mezi částicemi, které tuto soustavu tvoří. Každá soustava, která je od určitého okamžiku v neměnných vnějších podmínkách, přejde samovolně po určité době do rovnovážného stavu. V tomto stavu setrvává, pokud zůstanou tyto podmínky zachovány – stavové veličiny jsou konstantní, neprobíhají změny skupenství atd. Rovnovážný stav plynu je při stálých vnějších podmínkách stavem s největší pravděpodobností.

Teplota

Teplota je fyzikální veličina charakterizující stav tepelné rovnováhy soustavy.

Tělesa, která jsou při vzájemném dotyku v rovnovážném stavu, přiřazujeme stejnou teplotu.

Teplotní stupnice – **Celsiova**

Fahrenheitova $t = \frac{5}{9}(\{g\} - 32) \text{ } ^\circ\text{C}$, resp. $g = \left(\frac{9}{5}\{t\} + 32\right) \text{ } ^\circ\text{F}$

Termodynamická teplota – stupnice nezávislá na náplni teploměru,

základní teplota – trojný bod vody $T_r = 273,16 \text{ K}$.

$$t = (\{T\} - 273,15) \text{ } ^\circ\text{C}, T = (\{t\} + 273,15) \text{ K}.$$

Nelze dosáhnout absolutní nuly.

Druhy teploměrů:

- dilatační (kapalinové rtuťové, lihové)
- kovové (tyčové, bimetalové)
- tlakové (tlakové)

- odporové (termistory)
- termočlánky
- optické pyrometry (založené na zákonech záření absolutně černého tělesa)

Vnitřní energie tělesa

Vnitřní energie U soustavy je součet kinetické energie neuspořádaně se pohybujících částic tělesa (molekul, atomů, iontů) a celkové potenciální energie vzájemné polohy těchto částic.

Děje, při kterých se mění vnitřní energie soustavy:

- konáním práce (tření dvou těles, stlačování plynu)
- tepelnou výměnou (ohřívání vody)

Teplo Q je určeno energií, kterou při tepelné výměně odevzdá teplejší těleso studenějšímu. Jednotka 1 J.

Jestliže těleso přijme teplo Q tepelnou výměnou, vzroste jeho vnitřní energie o hodnotu ΔU , nenastane-li současně změna skupenství látky, zvýší se teplota tělesa o Δt .

Tepelná kapacita tělesa $C = \frac{Q}{\Delta t} [J \cdot K^{-1}]$.

Měrná tepelná kapacita $c = \frac{C}{m} = \frac{Q}{m \Delta t} [J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$

Odtud $Q = cm \Delta t$.

Voda $c = 4180 J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ největší z běžných látek, vhodná jako chladicí kapalina, pro přenos energie. Malou tepelnou kapacitu mají kovy – vhodné pro tepelné zpracování (např. železo $c = 452 J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$).

Kalorimetrická rovnice

Zákon zachování energie $c_1 m_1 (t_1 - t) = c_2 m_2 (t - t_2)$

Směšovací kalorimetr $c_1 m_1 (t_1 - t) = c_2 m_2 (t - t_2) + C_k (t - t_2)$, C_k je tepelná kapacita kalorimetru.

První zákon termodynamiky:

Přírůstek vnitřní energie soustavy ΔU se rovná součtu práce A vykonané okolními tělesy působícími na soustavu silami a tepla Q odevzdaného okolními tělesy soustavě.

$$\Delta U = A + Q$$

Zvláštní případy:

- Je-li $Q=0 \Rightarrow \Delta U=A$, tj. při ději, při němž se mění vnitřní energie soustavy jen konáním práce, se změna vnitřní energie soustavy rovná práci vykonané silovým působením okolních těles, neprobíhá tepelná výměna mezi soustavou a okolím ($Q = 0$) – **adiabatický děj**.
- Je-li $A = 0 \Rightarrow \Delta U = Q$, tj. při ději, při němž se mění vnitřní energie soustavy jen tepelnou výměnou, se změna vnitřní energie soustavy rovná teplu, které soustava přijala nebo odevzdala.

A označuje práci, kterou vykonají okolní tělesa působící silou na zvolenou soustavu po určité dráze. Často nahrazujeme tuto práci prací A' , kterou vykoná soustava tím, že působí na okolní tělesa stejně velkou silou opačného směru po stejné dráze: $A = A'$. Po dosazení máme $\Delta U = -A' + Q$, $Q = \Delta U + A'$.

Teplu Q dodané soustavě se rovná součtu přírůstku její vnitřní energie ΔU a práce A' , kterou vykoná soustava. Jestliže soustava konáním práce odevzdá energii okolním tělesům je $A < 0$ a $A' > 0$.

První věta termodynamiky v diferenciálním stavu $\partial Q = dU + \partial A$

Množství tepla a práce závisí i na cestě, jakým se soustava ze stavu počátečního do konečného dostala – neúplný diferenciály.

Nelze sestavit perpetuum mobile prvního druhu.

Pro 1 kmol plynu dále platí $U = \frac{i}{2}kNT = \frac{i}{2}RT, \frac{i}{2}R = C_V$

$$U = C_V T$$

$$dU = C_V dT$$

$$dA = Fdx = pSdx$$

$$A = pdV$$

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV$$

První věta termodynamiky pro 1 kmol dokonalého plynu $\partial Q = C_V dT + pdV$

Děje vratné (reverzibilní) – soustava prochází pouze rovnovážnými stavy

Opakem - nevratné (irreverzibilní)

Přenos vnitřní energie

- vedením – energie přechází z míst s vyšší teplotou na místa o nižší teplotě, různá tepelná vodivost
- zářením – vyzařování a pohlcování elektromagnetického záření, tepelného záření
- prouděním – přenášení energie proudící látkou

IDEÁLNÍ PLYN

Předpoklady:

1. Rozměry molekul ideálního plynu jsou ve srovnání se střední vzdáleností molekul od sebe zanedbatelně malé.
2. Molekuly ideálního plynu mimo vzájemné srážky na sebe navzájem silově nepůsobí.
3. Vzájemné srážky molekul ideálního plynu a srážky těchto molekul se stěnou nádoby jsou dokonale pružné.

Doba trvání srážky - velmi krátká oproti době volného pohybu molekuly

Molekuly na sebe navzájem nepůsobí – potenciální energie je nulová

Kinetická energie – energie posuvného pohybu molekul, rotační a kmitavý pohyb atomů

Rozdělení molekul podle rychlostí – J.C.Maxwell

Střední kvadratická rychlost $v_k^2 = \frac{\Delta N_1 v_1^2 + \Delta N_2 v_2^2 + \dots \Delta N_i v_i^2}{N}$

Kinetická energie $E_0 = \frac{1}{2} m_0 v_k^2 = \frac{3}{2} kT$, kde $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ je Boltzmannova konstanta

$$\text{Platí } v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Poznámka: Je-li teplota dvou ideálních plynů stejná, pak molekuly těchto plynů mají stejnou střední kinetickou energii vyplývající z jejich neuspořádaného posuvného pohybu.

Tlak plynu z hlediska molekulové fyziky $p = \frac{1}{3} N_V m_0 v_k^2$, kde N_V je hustota molekul.

$$p = \frac{1}{3} \frac{n \cdot m}{V} v_k^2 = \frac{1}{3} n_0 m v_k^2.$$

Aplikujeme rovnici pro jedem kilomol látky : $pV = \frac{1}{3} A m v_k^2 = RT \Rightarrow p = n_0 k T$

$$E_k = \frac{3}{2} kT, E_k A = \frac{3}{2} A k T, k = \frac{R}{N}, E_k A = U \Rightarrow U = \frac{3}{2} RT$$

Zákon rovnoměrného rozdělení energie (ekvipartiční teorém):

Stavová rovnice pro ideální plyn

$$pV = NkT$$

$$n = \frac{N}{N_A}$$

$$pV = n N_A k T$$

$$pV = nRT, R = N_A k = 8,31 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$$

R... molární plynová konstanta

$$pV = \frac{m}{M_m} RT$$

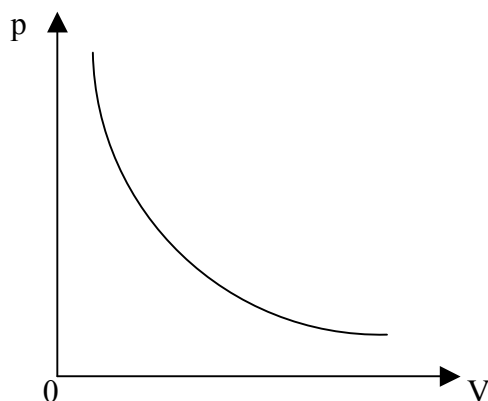
Napišeme-li stavovou rovnici pro dva různé stavy téhož plynu , dostaneme

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}, \text{ resp. } \frac{pV}{T} = \text{konst.}$$

Děje v ideálním plynu

Děj izotermický $T = \text{konst.}$

$p_1V_1 = p_2V_2, pV = \text{konst.}$ **zákon Boyleův – Mariottův**
závislost $p(V)$ - izoterma



$$\Delta U = 0, Q_T = A'$$

Teplu přijaté ideálním plynem při izotermickém ději se rovná práci, kterou plyn při tomto ději vykoná.

$$dU = C_V dT = 0$$

$$\partial Q = pdV = \partial A$$

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV, p = \frac{RT}{V}, A = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

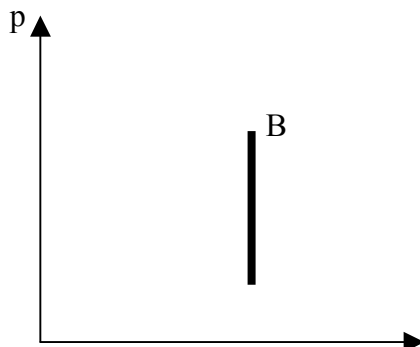
izotermická expanze

komprese

Děj izochorický $V = \text{konst.}$

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}, \frac{p}{T} = \text{konst.} \text{ **zákon Charlesův}**$$

izochora



A

0

V

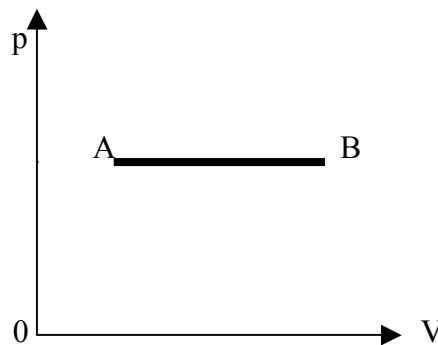
přijaté teplo $Q_V = c_V m \Delta T$, c_V = měrná tepelná kapacita při stálém objemu

I.zákon termodynamiky – objem plynu je stálý, $\partial Q = C_V dT = dU, \partial A = pdV = 0$ Teplo přijaté ideálním plynem při izochorickém ději se rovná přírůstku jeho vnitřní energie, tj. zvýšení teploty plynu, práce se nekoná.

Děj izobarický $p = \text{konst.}$

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}, \frac{V}{T} = \text{konst.}, \text{zákon Gay-Lussacův}$$

izobara



Přijaté teplo $Q_p = c_p m \Delta T$, c_p je měrná tepelná kapacita plynu při stálém tlaku.

I.zákon termodynamiky – plyn vykoná práci A' , $Q_p = \Delta U + A', Q = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT + \int_{V_1}^{V_2} pdV$.

Teplo přijaté ideálním plynem při izobarickém ději se rovná součtu přírůstku jeho vnitřní energie a práce, kterou plyn vykoná.

Pro totéž plynné těleso $Q_p > Q_V$, a tudíž $C_p > C_V$.

Mayerův vztah $C_p = C_V + R, A = R(T_2 - T_1)$

Děj adiabatický $Q = 0$

Neprobíhá tepelná výměna mezi plynem a okolím, $\Delta U = A$.

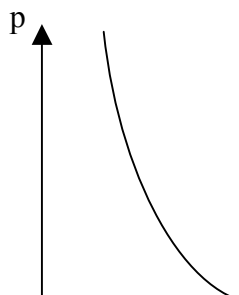
Při adiabatickém stlačení plynu v nádobě se působením vnější síly na píst koná práce, teplota plynu a jeho vnitřní energie se zvětšuje. Při adiabatickém rozpínání koná práci plyn, teplota plynu a jeho vnitřní energie se zmenšuje.

$pV^\kappa = \text{konst.}$ zákon Poissonův

$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ je Poissonova konstanta, plyn s jednoatomovými molekulami $\kappa = 5/3$, plyn

s dvouatomovými molekulami $\kappa = 7/5$

adiabata



Pozn. Adiabata je vždy strmější než izoterma.

$$C_V dT + p dV = 0$$

$$\partial A = -C_V dT$$

$$A = -\int_{T_1}^{T_2} C_V dT = -C_V (T_2 - T_1) = -\Delta U$$

Při adiabatické expanzi se práce koná na účet vnitřní energie plynu, plyn práci koná a vnitřní energie (a tím i teplota) klesá. Při adiabatické kompresi se vnitřní energie plynu zvyšuje na úkor práce, kterou plyn spotřebuje.

$$\text{Vztah pro práci lze přepsat } A = \frac{1}{\kappa - 1} (p_2 V_2 - p_1 V_1).$$

Carnotův ideální kruhový děj

Soubor změn, po jejichž proběhnutí se soustava vrátí do původního stavu.

Tepelný stroj pracující mezi dvěma lázněmi, převádí teplo na mechanickou práci. Musí pracovat vratně.

1. Izotermická expanze. $T = \text{konst.}$, $V_2 > V_1$, práce vykonaná plynem je kladná a rovná se

$$\text{teplu, které plyn přijal od ohřívачe. } A_1 = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = Q$$

2. Adiabatická expanze. Plyn je dokonale tepelně izolován, práce plynu se děje na úkor jeho vnitřní energie

$$A_2 = -C_V (T_0 - T) = C_V (T - T_0)$$

3. Izotermická komprese. Objem plynu se zmenší, práce vykonaná plynem je záporná

$$A_3 = RT_0 \ln \frac{V_4}{V_3}, \text{ plyn práci nekoná, ale spotřebuje.}$$

4. Adiabatická komprese. Plyn je dokonale izolován a stlačován, vrátí se do svého počátečního stavu. Objem plynu se zmenšuje, práce je záporná, plynu dodáváme práci zvnějšku. Práce se rovná přírůstku vnitřní energie.

$$-A_4 = C_V (T - T_0).$$

$$A_2 + A_4 = 0$$

$$A_1 + A_3 = Q - Q_0 = RT \ln \frac{V_2}{V_1} + RT_0 \ln \frac{V_4}{V_3}, \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}, \text{ tj. podmínka kruhového děje, odtud}$$

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_0 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Účinnost η tepelného stroje je poměr mechanické práce vykonané strojem k množství tepla stroji dodanému

$$\eta = \frac{A}{Q} = \frac{Q - Q_0}{Q} = \frac{R \ln \frac{V_2}{V_1} (T - T_0)}{RT \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T - T_0}{T}$$

Druhá věta termodynamiky:

Není možné sestavit periodicky pracující tepelný stroj, který by jen přijímal teplo od určitého tělesa (ohříváče) a vykonával stejně velkou práci.

Kohesní tlak:

Kapaliny se chovají tak, jakoby jejich povrch byl pokryt velmi tenkou pružnou vrstvou, která se snaží stáhnout povrch kapaliny tak, aby měl co nejmenší plochu – kulový tvar.

Molekuly v kapalině působí na sebe přitažlivými silami – kohesní síly, rychle klesají se vzdáleností – sféra molekulárního působení.

Kohesní tlak – tlak povrchové vrstvy kapaliny, vysoké hodnoty (voda asi 10^9 Nm^{-2}), nelze přímo měřit – důsledkem je nestlačitelnost kapalin.

Povrchové napětí – síla, která působí kolmo na délku myšleného řezu povrchem dělenou touto délkou $\sigma = \frac{F}{l}$. Leží v rovině povrchu, u zakřivených povrchů v rovině tečné k povrchu

v uvažovaném místě. Jednotka je $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$.

Kapilární tlak – tlak vznikající zakřivením povrchu, přičítá se ke kohesnímu tlaku při povrchu vypuklém, jinak se odečítá. U povrchu obecně zakřiveného můžeme v každém bodě vést dva k sobě kolmé normálové řezy, v nichž má plocha největší a nejmenší poloměr. Výsledný tlak

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \dots \text{Laplaceův vztah, v případě kulové plochy } \Delta p = \frac{2\sigma}{R}.$$

Uvnitř mýdlových bublin, které mají dva povrchy, je přetlak dvojnásobný, tj. $\Delta p = \frac{4\sigma}{R}$.

Jevy na rozhraní kapaliny a tuhého tělesa

Kapalina u stěny nádoby – povrchová napětí σ_{13} mezi stěnou a vzduchem, σ_{23} mezi stěnou a kapalinou, σ_{12} mezi vzduchem a kapalinou musejí být v rovnováze – podmínka rovnováhy

$$\sigma_{13} = \sigma_{23} + \sigma_{12} \cos \vartheta, \cos \vartheta = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{23}}{\sigma_{12}}$$

Je-li úhel ϑ ostrý, je okraj hladiny u nádoby zvýšený, kapalina smáčí stěnu nádoby – **elevace**.

Je-li úhel ϑ tupý, kapalina stěnu nesmáčí - **deprese**.

Pomocí kapilární elevace měříme povrchové napětí kapaliny – podtlak pod zakřiveným povrchem se vyrovnává tak, že kapalina vystoupí do výše h tak aby platilo $\frac{2\sigma}{R} = h\rho g$, kde

$$R = \frac{r}{\cos \vartheta}, \text{ kde } r \text{ je poloměr kapiláry.}$$

Stavová rovnice reálných plynů

$$\text{Van der Waalsova rovnice } \left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

Kohezní tlak

vlastní objem molekul

FÁZOVÉ PŘECHODY

Fáze – takové fyzikálně homogenní prostředí, které je odděleno od okolí ostrým rozhraním. Každá termodynamická soustava může být tvořena jednou nebo více fázemi (voda a pára). Termodynamická soustava je dále tvořena jednou nebo více složkami, tj. jistým počtem různých chemických látek.

Počet stupňů volnosti – je to počet nezávisle proměnných stavových veličin popisujících stav dané soustavy, která je v termodynamické rovnováze.

Gibbsovo fázové pravidlo : $v = s + 2 - f$

Rozdělení fázových přeměn

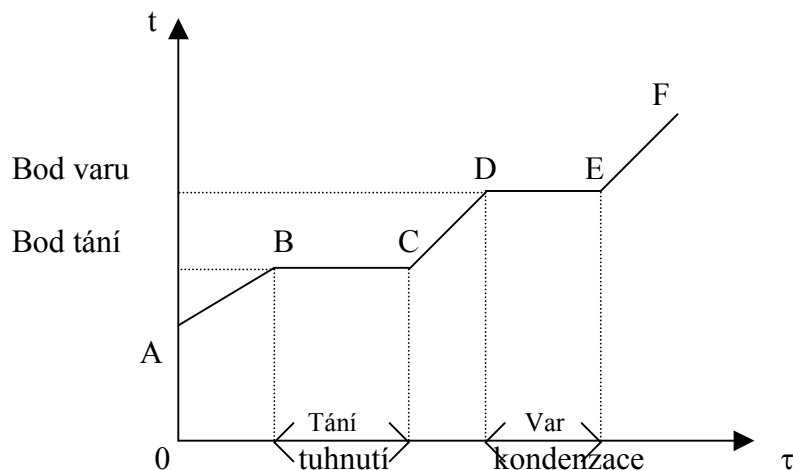
Tání – teplota tání

Tuhnutí – teplota tuhnutí

Vypařování – teplota varu, opačný přechod – kondenzace

Sublimace – přechod pevná látka ve fázi plynou

skupenské přeměny



t.....teplota

τ.... čas

Teplu, které dodáváme látce po dobu tání, se nazývá skupenské teplo tání. Při tuhnutí se stejné množství tepla uvolňuje – skupenské teplo tuhnutí.

Pro jednotkové množství látky zavádíme měrné skupenské teplo tání (tuhnutí) l_t . Je to množství tepla, které musíme dodat (odebrat) 1 kg pevné látky (kapaliny), zahřáté na bod tání (bod tuhnutí), aby se změnila v kapalinu (pevnou látku) téže teploty. Jednotka l_t je J.kg^{-1} .

$$Q = ml_t$$

Látky amorfni – přechod z pevné fáze na fázi kapalnou se děje spojitě ve velkém rozsahu teplot.

Při tání a tuhnutí se obvykle mění objem tělesa (anomálie vody – led má větší objem než voda, plave).

Závislost teploty tání na vnějším tlaku udává rovnice Clausius-Clapeyronova

$$dT = T \frac{v_2 - v_1}{l_t} dp, \quad l_t \text{ měrné skupenské teplo tání, } T \text{ absolutní teplota tání, } dT \text{ změna teploty}$$

tání se změnou tlaku dp , v_2 měrný objem fáze kapalně, v_1 měrný objem fáze pevně.

Kapaliny přechlazené – látky existují za určitých podmínek ve fázi kapalně i při teplotě nižší než je bod tuhnutí.

Vypařování - doprovázeno ochlazením kapaliny, skupenské teplo vypařování $Q = ml_v$, kde l_v je měrné skupenské teplo vypařování.

Páry, které jsou v rovnováze s kapalinou – páry nasycené.

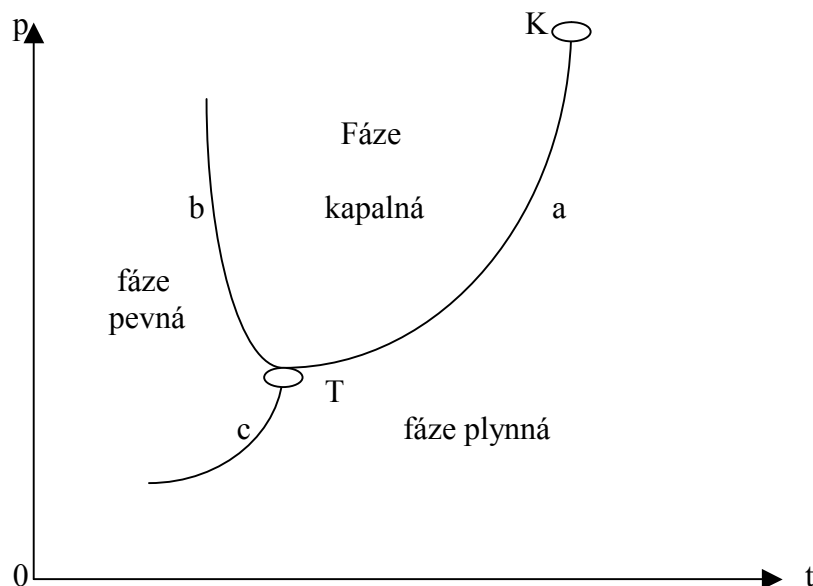
Tlak nasycených par v závislosti na teplotě – křivka nasycených par. Každý bod křivky udává, teplotu a tlak, při nichž je fáze kapalná a plynná v termodynamické rovnováze.

Kondenzace – přeměna fáze plynné v kapalnou, teplo se uvolňuje (skupenské teplo kondenzační) – kondenzační jádra. Teplota může klesnout pod teplotu nasycených par aniž dojde ke kondenzaci – páry přesycené (jsou zbařeny kondenzačních jader).

Křivka nasycených par – končí bodem K – kritický stav látky.

Stavový diagram -

- křivka vypařování
- křivka tání
- křivka sublimační



Závěr: Stavový diagram stejnorodé látky se skládá ze tří křivek – vypařování, tání a sublimační. Každá z nich představuje koexistenci dvou fází a soustavu s jedním stupněm volnosti: nezávisle můžeme měnit jen teplotu, tlak její funkcí. Křivky se stýkají v trojném bodě, který představuje koexistenci všech tří fází a soustavu s žádným stupněm volnosti: nemůžeme volit ani teplotu ani tlak. Křivky rozdělují rovinu na tři části: na oblast látky pevné,

oblast kapaliny a oblast plynu. Každá z těchto látek představuje soustavu s jednou fází a proto se dvěma stupni volnosti: můžeme měnit nezávisle teplotu i tlak.

Vlhkost vzduchu

Absolutní vlhkost vzduchu $\Phi = \frac{m}{V}$

Relativní vlhkost vzduchu $\varphi = \frac{m}{M} = \frac{\Phi}{\Phi_s}$, kde m je poměr vodních par ve vzduchu

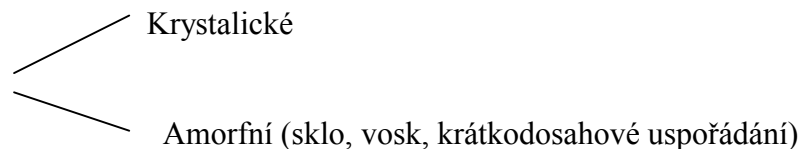
skutečně obsažených, M je množství par, kterým by byl vzduch při dané teplotě nasycen, Φ_s je maximální absolutní vlhkost vzduchu. Udává se v procentech.

Rosný bod – teplota, při níž nastává ve vzduchu kondenzace vodních par.

Zkapalňování plynů – kryogenní technika

1. Chladicí směsi - směsi soli a sněhu nebo ledu (kuchyňská sůl – až $-23\text{ }^{\circ}\text{C}$, chlorid vápenatý – až $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$).
2. Vypařování – prudkým vypařováním kapalného čpavku nebo CO_2 – až $-110\text{ }^{\circ}\text{C}$. Je třeba odnímat teplo vypařující se kapalině.
3. Kaskádní metoda ochlazování
4. Ochlazení expanzí plynu – Joule-Thomsonův jev

Látky pevné



Krystalické látky – pravidelné uspořádání částic (atomů, molekul, iontů) – monokrystaly (pravidelné rozložení se opakuje v celém krystalu – dalekodosahové uspořádání, např. NaCl). Jsou anizotropní – některé fyzikální vlastnosti závislé na směru vzhledem ke stavbě krystalu.

Polykrystaly – složené ze zrn, uvnitř zrn částice uspořádány pravidelně, poloha zrn je nahodilá, různá orientace zrn – polykrystaly jsou izotropní (vlastnosti ve všech směrech stejné)

Polymery – amorfní látky organického původu (kaučuk, celulóza, bílkoviny).

Krystalová mřížka

Elementární buňka, délka hrany – mřížkový parametr a (mřížková konstanta).

Vazby v krystalech:

- a) iontová vazba (NaCl, KBr) – tvrdé, vysoká teplota tání, křehké, elektrické izolanty, při vyšších teplotách jsou vodivé
- b) vodíková (H_2O)

- c) kovová (u mědi, Fe, Al), mřížka složena z kladných iontů mezi nimiž se pohybují valenční elektrony (elektronový plyn) – dobrá tepelná a elektrická vodivost, kujné, tažné
- d) kovalentní (diamant, germanium, Si) – tvrdé, vysoká teplota tání, elektrické izolanty nebo polovodiče.
- e) Van der Waalsova – slabá vazba, krystaly inertních prvků, stabilní za nízkých teplot (jod, chlor) – tzv. molekulové krystaly.