

## 2.2. Termika



Termika se zabývá zkoumáním tepelných vlastností látek. Podle současných poznatků vědy je každá látka kteréhokoli skupenství složena z částic, a to molekul, atomů nebo iontů. Prostor, který látka zaujímá, není mezi těmito částicemi beze zbytku vyplněn. Mezi částicemi jsou vždy mezery. Hovoříme o **nespojité (diskrétní) struktuře látky**.

Látková tělesa, která vnímáme svými smysly, se nám však jeví jako spojitá. Z tohoto pohledu jsme zkoumali především mechanické pohyby látkových těles, vzájemné působení těles apod. Ze stejného pohledu můžeme zkoumat i tepelné vlastnosti látek. Například můžeme měřením zjistit, že tlak plynu roste při konstantním objemu plynu v nádobě s rostoucí teplotou lineárně, aniž bychom se bezprostředně při zjišťování této závislosti zabývali strukturou plynu. Metoda, která při zkoumání tepelných vlastností látek vychází z popisu jevů, z měření veličin a neopírá se o žádný model částicového složení látek, se nazývá **termodynamická metoda**. Uplatňování této metody a používání zákona zachování a přeměny energie pro tepelné děje daly vznik vědnímu oboru – **termodynamice**.

Druhou metodou, která naopak vychází z vnitřní struktury látek a jejich vlastnosti vysvětluje jako důsledek pohybu a vzájemného působení částic látky, je **statistická metoda**. Protože částic látky je v látkovém tělese obrovský počet, používá tato metoda poznatky z teorie pravděpodobnosti a matematické statistiky. Původně domněnka o diskrétní vnitřní struktuře látek vedla postupně k formulaci **kinetické teorie stavby látek** (konec 19. století) a je základem vědního oboru nazývaného **molekulová fyzika**. Z ní se postupně vyvinula **statistická fyzika**.

Obě metody – termodynamická a statistická – se vzájemně doplňují.



**KO 2.2.-1** *Jakými metodami se studují tepelné vlastnosti látek a čím se tyto metody liší ?*

### 2.2.1. Základní poznatky kinetické teorie látek



1. Seznámit se s metodami zkoumání tepelných vlastností látek.
2. Umět vysvětlit základními poznatky (předpoklady) kinetické teorie látek.
3. Umět popsat jevy, které dokazují částicovou strukturu látky a neustálý neuspořádaný pohyb částic látky.
4. Znat základní vlastnosti modelu částicové struktury pevné látky, kapaliny a plynu.
5. Umět rozlišit látky různých skupenství podle vztahu celkové potenciální a kinetické energie částic.
6. Znat definici veličiny látkové množství a jednotky 1 mol.

## 7. Naučit se vypočítat molární hmotnost látky.



Kinetická teorie je založena na třech experimentálně ověřených poznacích:

- a) **Látka kteréhokoli skupenství se skládá z částic** – molekul, atomů nebo iontů. Prostor, který těleso z dané látky zaujímá, není těmito částicemi beze zbytku vyplněn. **Látka má nespojitou (diskrétní) strukturu.**
- b) **Částice se v látce pohybují, jejich pohyb je neustálý a neuspořádaný (chaotický).** Částice se pohybují posuvnými, otáčivými nebo kmitavými pohyby. V látkovém tělese, které je v klidu, nepřevládá v daném okamžiku žádný směr, ve kterém by se pohybovala většina částic. Částice se v látce pohybují rychlostmi různých směrů a různých velikostí. **Tuto formu pohybu částic nazýváme tepelný pohyb.**
- c) **Částice na sebe navzájem působí přitažlivými silami a současně silami odpuzivými.** Velikost těchto sil závisí na vzdálenosti mezi částicemi.

Uvedené poznatky kinetické teorie stavby látek jsou zobecněním výsledků pozorování a experimentů prováděných s plynými, kapalnými a pevnými tělesy.

Dnes víme, že rozměry částic látky jsou řádově 0,1 nm. Proto získat důkazy o reálné existenci částic látky bylo dříve díky možnostem zobrazovací techniky nemožné. Zobrazit jednotlivé molekuly látky umožnil až objev elektronového mikroskopu. Dnes s rozvojem těchto moderních zobrazovacích technik lze zobrazit i jednotlivé atomy.

O neustálém a neuspořádaném pohybu částic svědčí nepřímo řada jevů pozorovaných především u tekutin. Jsou to zejména existence tlaku plynu a rozpínání plynu, difúze a Brownův pohyb.

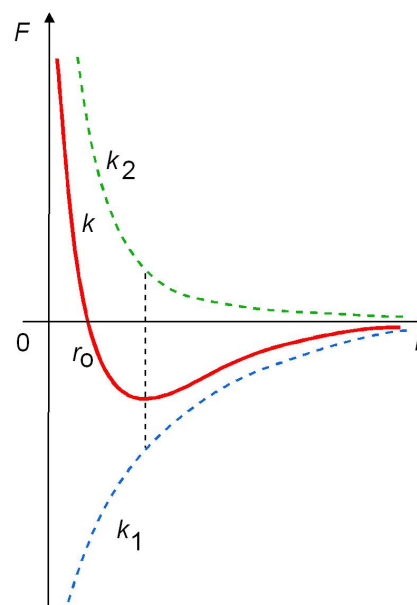
Neustálý pohyb molekul plynu uzavřeného v nádobě způsobuje neustálé srážky těchto molekul s molekulami vnitřních stěn nádoby (popřípadě s molekulami povrchu těles, která se nacházejí uvnitř plynu). Tento jev je příčinou tlakových sil a **tlaku plynu**, který měříme manometrem.

**Difúze** je samovolné pronikání částic jedné tekutiny mezi částice druhé tekutiny, uvedeme-li je do vzájemného styku. Velice jednoduše lze jev demonstrovat tak, že v uzavřené místnosti otevřeme lahvičku s éterem. Po malé chvíli je éter cítit po celé místnosti. Zahříváme-li difundující tekutiny, pozorujeme rychlejší průběh difúze a vzrůst teploty tekutin. Z toho usuzujeme, že příčinou vzrůstu teploty je zvýšení rychlostí pohybujících se částic.

**Brownovým pohybem** nazýváme neustálý, nepravidelný pohyb malých částic rozptýlených v plynu nebo kapalině, který lze pozorovat mikroskopem. (Tento jev byl objeven v r.1827 anglickým botanikem R.Brownem – pohyb pylových zrnků ve vodě. Později byl pohyb pozorován i u drobných anorganických částic rozptýlených v tekutině.) Teorii Brownova pohybu vypracoval kolem roku 1905 A.Einstein. Jeho výklad Brownova pohybu se stal oporou pro všeobecné uznání teorie o částicové struktuře látek.

Existenci přitažlivých a odpuzivých sil, kterými částice na sebe navzájem působí, potvrzuje řada jevů, jako např. soudržnost pevných a kapalných látek, nutnost působení vnějších sil k dosažení zmenšení objemu pevných, kapalných i plyných těles.

Díky těmto silám jsou molekuly kapalin, resp. atomy, molekuly nebo ionty v pevných látkách spolu vázány a vytvářejí strukturu dané látky. Podstatu těchto sil podrobně vysvětluje kvantová fyzika. Poněvadž na každou danou částici látky působí jiná částice **současně** silou přitažlivou a odpudivou, skládají se obě síly ve výslednici. Při určité vzdálenosti  $r_0$  mezi částicemi je tato výsledná síla nulová – obě částice jsou navzájem v **rovnovážné poloze**. Ve vzdálenosti větší než  $r_0$  je výsledná síla přitažlivá. Její účinek se s rostoucí vzdáleností rychle zmenšuje. Proto je každá částice přitahována jen nejbližšími částicemi ve svém okolí. Říkáme, že na ni působí jen **silové pole nejbližších částic**. Ve vzdálenosti menší než  $r_0$  působí na částici výsledná síla odpudivá, která roste velmi rychle se zmenšující se vzdáleností. Grafické znázornění sil působících mezi dvěma částicemi látky na jejich vzdálenosti  $r$  je na obrázku vpravo. Na obrázku je křivkou  $k_1$  znázorněna změna velikosti přitažlivé síly se vzdáleností  $r$  mezi částicemi. Změna velikosti odpudivé síly je zakreslena křivkou  $k_2$ . V obrázku je uplatněna dohoda, že velikost přitažlivé síly nanášíme pod vodorovnou osu, velikost odpudivé síly nad tuto osu. Průběh velikosti výslednice obou působících sil znázorňuje křivka  $k$ .



Z existence vzájemného silového působení mezi částicemi látky také vyplývá, že soustava částic má **potenciální energii**. Pro rovnovážnou polohu částic se tato energie nazývá **vazebná energie**. Je rovna práci, kterou je třeba vykonat působením vnějších sil k rozrušení vazby mezi částicemi.

Pro pochopení vlastností látek a dějů probíhajících v látkách si vytváříme **model struktury plynné, kapalné a pevné látky**. Na tomto místě si uvedeme nejdůležitější poznatky o těchto modelech: Za čtvrté skupenství látky je považována **plazma**. Model struktury plazmatu přesahuje rámec této kapitoly, a proto se nebudeme o něm zmiňovat.

### a) Plynná látka

Molekuly plynu se skládají z jednoho nebo několika atomů, mají různé tvary a rozměry. Za normálních podmínek jsou střední vzdálenosti mezi molekulami plynu ve srovnání s rozměry molekul velké. Pro tyto vzdálenosti jsou přitažlivé síly mezi molekulami malé a můžeme je zanedbat.

V prostoru, který plyn zaujímá, se všechny molekuly neustále pohybují v různých směrech a různě velkými rychlostmi. Všechny směry jsou stejně pravděpodobné. Změna směru a velikosti rychlosti nastává v důsledku srážek molekul s jinými molekulami. Srážku je třeba chápat tak, že molekuly se k sobě jen přiblíží a odpudivá síla, kterou na sebe navzájem působí při malých vzdálenostech, změní směr a velikost rychlosti molekul. Mezi jednotlivými srážkami se molekuly plynu pohybují přibližně rovnoměrně přímočaře. Čím je vyšší teplota plynu, tím je větší střední rychlost molekul plynu.

Kromě posuvného pohybu vykonávají víceatomové molekuly plynu také rotační pohyb a atomy uvnitř těchto molekul neustále kmitají. Celková kinetická energie soustavy molekul plynu (plynného tělesa) je součtem kinetických energií posuvného i rotačního pohybu všech molekul a kinetických energií kmitajících atomů v molekulách.

Protože síly, kterými na sebe navzájem působí molekuly plynu, jsou malé, **je absolutní hodnota celkové potenciální energie soustavy molekul plynu vždy značně menší než celková kinetická energie těchto molekul.**

### b) Pevná látka

Velká většina pevných látek se vyznačuje pravidelným uspořádáním částic. Částice vytvářejí **krystalovou strukturu**. Výjimkou jsou amorfní látky (např. sklo, vosk).

Střední vzdálenost mezi částicemi pevné látky je asi 0,2 nm až 0,3 nm. Vzájemné přitažlivé síly mezi částicemi způsobují, že pevná látka na rozdíl od plynu vytváří těleso určitého tvaru a objemu. Nepůsobí-li na pevné těleso vnější síly a nemění-li se teplota, zůstává tvar i objem tělesa zachován.

Částice v pevné látce vykonávají kmitavé pohyby kolem svých rovnovážných poloh. **Celková potenciální energie soustavy částic pevného tělesa podmíněná vzájemným působením částic je v absolutní hodnotě větší než celková kinetická energie kmitavých pohybů těchto částic.**

### c) Kapalná látka

Molekuly kapaliny nejsou tak volně pohyblivé jako je tomu u plynu. Jsou vzájem k sobě přitahovány silovým polem sousedních molekul a současně vzájemné působení molekul kapaliny není tak silné, aby všechny molekuly byly navzájem vázány jako je tomu u pevné látky. Částice kapaliny se vyznačují určitou uspořádaností, ale jen na velmi krátkou vzdálenost.

Každá molekula kapaliny v silovém poli sousedních molekul kmitá kolem rovnovážné polohy, která se s časem mění, a to tím častěji, čímž větší teplota kapaliny. Proto je kapalina **tekutá**, nezachovává svůj tvar.

**Absolutní hodnota celkové potenciální energie soustavy částic kapalného tělesa, podmíněná jejich vzájemným silovým působením, je řádově srovnatelná s celkovou kinetickou energií částic kapaliny.**

Protože látka má částicovou strukturu, budeme při popisu vlastností látek používat veličiny, které s touto strukturou souvisí. **Počet částic** v látkovém tělese budeme označovat písmenem  $N$ . **Hmotnost** látkového tělesa  $m$  pak bude dána vztahem  $m = Nm_0$ , kde  $m_0$  je hmotnost jedné částice tělesa (hmotnost atomu nebo molekuly).

**Látkové množství**  $n$  chemicky stejnorodé látky je dáno počtem částic  $N$ , které látka obsahuje:

$$n = \frac{N}{N_A} \quad . \quad 2.2.-1$$

kde  $N_A$  je **Avogadrova konstanta**. Avogadrova konstanta je experimentálně určená fyzikální konstanta. Její přibližná hodnota je  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ .

Jednotkou látkového množství je 1 mol (mol). Mol je látkové množství soustavy, která obsahuje právě tolik jednoduchých částic (např. atomů, iontů, molekul), kolik je atomů v nuklidu uhlíku  ${}^{12}_6\text{C}$  o hmotnosti 12 g. Počet částic v tělese o látkovém množství 1 mol udává číselná hodnota Avogadrovy konstanty.

Vzhledem k velmi malé hmotnosti atomů a molekul se ve fyzice a chemii ukázalo výhodné zavést veličiny relativní atomová hmotnost  $A_r$  a relativní molekulová hmotnost  $M_r$ .

**Relativní atomová hmotnost  $A_r$**  je definována vztahem

$$A_r = \frac{m_a}{m_u}, \quad 2.2.-2$$

kde  $m_a$  je klidová hmotnost atomu a  $m_u$  atomová hmotnostní konstanta, definovaná jako  $\frac{1}{12}$  klidové hmotnosti atomu nuklidu uhlíku  ${}^{12}_6\text{C}$ . Její přibližná hodnota je  $m_u = 1,66 \cdot 10^{-27}$  kg.

**Relativní molekulová hmotnost  $M_r$**  je definována vztahem

$$M_r = \frac{m_m}{m_u}, \quad 2.2.-3$$

kde  $m_m$  je klidová hmotnost molekuly. Relativní molekulová hmotnost je rovna součtu relativních atomových hmotností všech atomů, které tvoří molekulu.

Veličiny, které se vztahují k látkovému množství 1 mol, nazýváme **molární veličiny**. Mezi nejdůležitější patří molární hmotnost  $M$  a molární objem  $V_m$ .

**Molární hmotnost  $M$**  definujeme vztahem

$$M = \frac{m}{n}, \quad 2.2.-4$$

kde  $m$  je hmotnost tělesa z chemicky stejnorodé látky a  $n$  odpovídající látkové množství. Jednotkou molární hmotnosti je  $\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ .

Dosaďme do definičního vztahu 2.2.-4 pro molární hmotnost za  $n$  ze vztahu 2.2.-1, pak za  $m = Nm_m$  a nakonec za  $m_m$  ze vztahu 2.2.-3. Postupně dostaneme :

$$M = \frac{m}{n} = \frac{mN_A}{N} = \frac{Nm_mN_A}{N} = M_r N_A m_u.$$

Protože součin  $N_A \cdot m_u = 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ , je **číselná hodnota molární hmotnosti jakékoli chemicky stejnorodé látky  $\{M\} = M_r \cdot 10^{-3}$ .**



*Určete molární hmotnost kyslíku  $\text{O}_2$ .*

Molekula kyslíku je složena ze dvou atomů  ${}^{16}_8\text{O}$ . Přibližná hodnota relativní atomové hmotnosti je dána počtem nukleonů v jádře atomu, tj.  $A_r = 16$ . Relativní molekulová hmotnost dvouatomové molekuly kyslíku je  $M_r = 2 \cdot A_r = 32$ . Molární hmotnost dvouatomové molekuly kyslíku tedy je  $M = 0,032 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ .

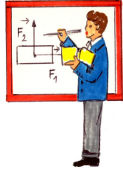


**Molární objem**  $V_m$  tělesa z chemicky stejnorodé látky za daných fyzikálních podmínek (teploty a tlaku) definujeme vztahem

$$V_m = \frac{V}{n},$$

2.2.-5

kde  $V$  je objem tělesa za daných fyzikálních podmínek a  $n$  odpovídající látkové množství. Jednotkou molárního objemu je  $1 \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ .



Dvouatomový kyslík o hmotnosti 5 kg má při teplotě  $0 \text{ }^\circ\text{C}$  a tlaku  $1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  objem  $3,54 \text{ m}^3$ . Vypočítejte molární objem kyslíku při uvedených podmínkách.

Dosadíme-li do vztahu 2.2.-5 za  $n$  ze vztahu 2.2.-4 dostaneme:

$$V_m = \frac{V}{n} = \frac{V \cdot M}{m}. \text{ Po číselném dosazení: } V_m = \frac{3,54 \cdot 0,032}{5} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1} = 22,7 \cdot 10^{-3}$$

$\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ .

Při teplotě  $0 \text{ }^\circ\text{C}$  a tlaku  $1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  je molární objem dvouatomového kyslíku  $22,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ .



**KO 2.2.-2** Jak lze dokázat diskrétní strukturu látek ?

**KO 2.2.-3** Které jevy dokazují neustálý a neuspořádaný pohyb částic látky ?

**KO 2.2.-4** Čím se liší látky jednotlivých skupenství z hlediska energie částic látky ?

**KO 2.2.-5** Co určuje Avogadrova konstanta ?

**KO 2.2.-6** Jak lze jednoduše určit přibližnou hodnotu molární hmotnosti látky ?

## 2.2.2. Základní pojmy termodynamiky



- Umět vysvětlit termodynamické pojmy: termodynamická soustava a okolí, stav soustavy, stavová veličina, změna stavu.
- Umět popsat vlastnosti rovnovážného stavu soustavy.



Zkoumaná látková tělesa mohou mít různý objem, teplotu, tlak, mohou se nacházet v různých skupenstvích. Mohou se lišit uspořádáním částic, ze kterých se skládají (např. uspořádání atomů uhlíku u diamantu a grafitu je jiné). Říkáme, že tělesa se nachází v různých **stavech**.

Těleso nebo skupinu těles, jejichž stav zkoumáme, nazýváme **termodynamická soustava** (stručněji jen **soustava**). Ostatní tělesa, která se zkoumaným tělesem interagují tvoří **okolí** termodynamické soustavy. Soustava je od svého okolí oddělena skutečnými nebo myšlenými stěnami. Veličiny, kterými je určen stav soustavy, jsou **stavové veličiny**. Jsou to např. tlak, teplota, objem nebo energie.



Při interakci (vzájemném působení) soustavy s okolím dochází ke **změně stavu** soustavy, a tím i ke změně stavových veličin.

Termodynamickou soustavou je například plyn ve válci s pístem. Působí-li na píst válce vnější síla, může plyn ve válci měnit objem, teplotu a tlak. Jiným příkladem termodynamické soustavy je voda v nádobě. Při styku s ohřívačem (ten je okolím soustavy) zvyšuje voda v nádobě svou teplotu, objem, vypařuje se a vznikající pára, je-li nádoba uzavřena, zvyšuje svůj tlak.

**Izolovanou soustavou** budeme nazývat soustavu, u které nedochází k výměně energie s okolím a jejíž chemické složení a hmotnost (počet částic) se nemění. V izolované soustavě mohou probíhat jen změny u těles, které tuto soustavu tvoří. Izolovaná soustava je idealizovaným případem. Reálné soustavy se k němu jen blíží (např. tekutina v termosce).

Velice důležitým pojmem, se kterým termodynamika pracuje, je **rovnovážný stav soustavy**. Jeho definice je empirická. Zkušenost ukazuje, že **ponecháme-li soustavu od určitého okamžiku v neměnných vnějších podmínkách, pak po určité době přejde samovolně do rovnovážného stavu a v tomto stavu setrvává, pokud zůstanou tyto podmínky zachovány. V rovnovážném stavu zůstávají stavové veličiny konstantní.** To znamená, že soustava nemění svůj objem, teplotu, tlak, neprobíhají změny skupenství ani chemické reakce. Soustava je také v mechanické rovnováze (podmínky rovnováhy termodynamické soustavy jsou řešeny v teoretické termodynamice). Stručně řečeno: **na soustavě v rovnovážném stavu se nedají pozorovat žádné makroskopické změny.** Je třeba si uvědomit, že uvnitř soustavy v rovnovážném stavu probíhají mikroskopické děje, kterých se zúčastňuje obrovský počet částic. Částice se neustále neuspořádaně pohybují, vzájemně na sebe narážejí apod.

Uvažujme soustavu molekul plynu v uzavřené nádobě, která je v rovnovážném stavu. Při měření hustoty (nebo tlaku) zjistíme, že v různých částech nádoby je hustota (tlak) stejná. Z toho usuzujeme, že molekuly plynu v rovnovážném stavu jsou rozmístěny v nádobě rovnoměrně. Přitom se ale všechny molekuly neustále pohybují ! Nemůže díky nahodilému pohybu molekul dojít k nerovnoměrnému rozdělení molekul v nádobě ? Nemohla by soustava molekul samovolně přejít beze změny vnějších podmínek z rovnovážného stavu do nerovnovážného stavu ? Odpovědi na tyto otázky dává statistická termodynamika.

Každý stav soustavy – **makrostav** se dá realizovat při velkém počtu částic v soustavě určitým počtem **mikrostavů**, které odpovídají daným rozdělením molekul uvnitř nádoby. Počet mikrostavů určujících daný makrostav určuje pravděpodobnost výskytu makrostavu. Pro lepší pochopení těchto tvrzení uveďme jednoduchý příklad.

Uvažujme pro jednoduchost, že v nádobě máme dvě molekuly. Označme je **1** a **2** a myslíme si nádobu rozdělenou na dvě části A a B. Dvě molekuly můžeme do A a B rozdělit čtyřmi způsoby: molekuly **1** i **2** jsou v části nádoby A, molekuly **1** i **2** jsou obě v části nádoby B, molekula **1** je v části A a **2** v části B, molekula **2** je v části A a **1** v části B. Čtyři mikrostavy určují tři rozlišitelné makrostavy. Makrostavy s nerovnoměrným rozdělením molekul jsou dva a pravděpodobnost realizace každého z nich je 0,25. Makrostav s rovnoměrným rozdělením lze realizovat dvěma mikrostavy a pravděpodobnost jeho realizace je 0,50. Jistě si představíte, jak by to vypadalo, kdybychom v nádobě uvažovali více částic.

A teď si představte, že plyn v nádobě může obsahovat třeba  $10^{23}$  molekul. Výpočty lze dokázat, že **pravděpodobnost samovolného stlačení plynu do jedné poloviny nádoby je tak malá, že můžeme považovat takový stav pro soustavu s velkým počtem částic za nemožný.**

Naproti tomu lze dokázat, že pravděpodobnost rovnoměrného rozdělení molekul plynu v nádobě je při obrovském počtu molekul značně větší než pravděpodobnost každého nerovnoměrného rozdělení. To ale znamená, že **rovnovážný stav soustavy je při neproměnných vnějších podmínkách stavem s největší pravděpodobností výskytu.**

Probíhá-li určitý děj tak, že soustava při tomto ději prochází řadou na sebe navazujících rovnovážných stavů, pak tento děj nazýváme **rovnovážný děj**. Skutečné děje jsou nerovnovážnými ději, např. rychlé stlačení plynu, prudké ochlazení kapaliny apod. Přibližně lze považovat za rovnovážné děje ty, které probíhají velmi pomalu.



**KO 2.2.-7** *Mění se s časem stavové veličiny charakterizující rovnovážný stav soustavy ?*

**KO 2.2.-8** *Jaká je pravděpodobnost samovolného stlačení plynu do jedné poloviny nádoby ?*

**KO 2.2.-9** *Proč rychlé stlačení plynu není rovnovážný děj ?*

### 2.2.3. Teplota jako fyzikální veličina a její měření



1. Pochopit a umět vysvětlit termodynamickou definici teploty.
2. Znat zavedení Celsiovy a termodynamické teplotní stupnice (základní teploty a jednotky těchto stupnic).
3. Znat převodní vztah mezi Celsiovou a termodynamickou teplotou.
4. Znat definici jednotky kelvin.



Poznatky o rovnovážném stavu termodynamické soustavy lze využít k zavedení fyzikální veličiny **teplota** a k jejímu měření. Uvažujme dva tělesa (dvě termodynamické soustavy), která jsou oba v určitých rovnovážných stavech. Tato tělesa uvedeme do vzájemného styku a izolujeme od okolí, tj. tělesa mohou interagovat jen mezi sebou. Mohou nastat dva případy. Buď se jejich původní rovnovážné stavy nezmění, pak jim přisoudíme tutéž teplotu, nebo své původní rovnovážné stavy změni a pak říkáme, že na počátku děje měla tělesa různé teploty. Obě tělesa pak po určité době samovolně přejdou do nových rovnovážných stavů, charakterizovaných stejnou teplotou. Za definici teploty můžeme tedy přijmout toto tvrzení: **Tělesům, která jsou při vzájemném styku v rovnovážném stavu přisuzujeme stejnou teplotu.**

Teplota je stavovou veličinou charakterizující stav **tepelné rovnováhy** soustavy. To znamená, je-li izolovaná soustava v rovnovážném stavu, pak všechna tělesa v soustavě mají stejnou teplotu. Je-li soustava tvořena jen jedním tělesem, pak všechny části tohoto tělesa mají stejnou teplotu. Teplota tedy není aditivní veličinou (teplota soustavy není rovna součtu teplot jednotlivých částí soustavy).

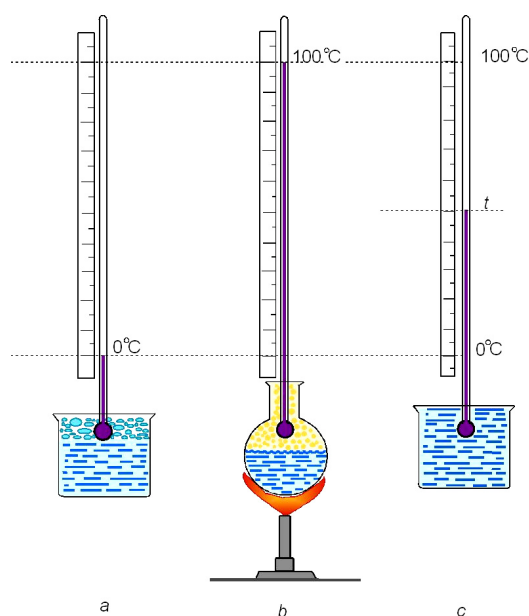


Stav tepelné rovnováhy je tranzitivní. Jsou-li ze tří těles A,B,C tělesa A a B ve vzájemné tepelné rovnováze a současně tělesa B a C ve vzájemné tepelné rovnováze, jsou také tělesa A a C ve vzájemné tepelné rovnováze.

Uvedených poznatků lze využít při měření teploty. Do vzájemného styku uvedeme těleso, jehož teplotu měříme a těleso srovnávací – **teploměr**. Po vytvoření rovnovážného stavu je teplota tělesa stejná jako teplota teploměru. Přitom předpokládáme, že při vyrovnávání teplot tělesa a teploměru se teplota tělesa příliš nezmění, takže teploměr i po vytvoření rovnovážného stavu udává původní teplotu tělesa.

K měření teploty je dále třeba sestrojít **teplotní stupnici** a stanovit **jednotku teploty**. K tomu užíváme experimentálně zjištěný poznatek, že se změnou rovnovážného stavu tělesa se mění veličiny popisující stav tělesa jako je objem, tlak, elektrický odpor apod.

V denní praxi používáme k měření **Celsiovu teplotní stupnici**, která **má dvě základní teploty**. Rovnovážnému stavu vody a jejího ledu za normálního tlaku (tj. tlaku  $1,01325 \cdot 10^5$  Pa) přiřazujeme dohodou teplotu  $0^\circ\text{C}$ . Podobně rovnovážnému stavu vody a její syté páry za normálního tlaku přiřazujeme teplotu  $100^\circ\text{C}$ . Mezi těmito teplotami je stupnice rozdělena na 100 stejných dílků. Jeden dílek na stupnici odpovídá jednomu Celsiovu stupni. Na základě změny objemu kapaliny v teploměru měříme pomocí této stupnice **Celsiovu teplotu  $t$**  (obrázek).



Teplotní stupnice kapalinových teploměrů jsou závislé na volbě teploměrné látky (rtuti, lihu) a na látce, z níž je zhotovena teploměrná baňka. Kapalinovými teploměry lze měřit teplotu jen v jistém teplotním intervalu. Rtuťovým teploměrem lze měřit teploty od  $-39^\circ\text{C}$  do  $357^\circ\text{C}$ , lihovým od  $-114^\circ\text{C}$  do  $78^\circ\text{C}$ . Je-li nad hladinou rtuti ve rtuťovém teploměru stlačen dusík, je možné tímto teploměrem měřit teplotu až do  $600^\circ\text{C}$ . Vyšší teploty se měří pomocí teploměrů odporových, termočlánků a pyrometrů. Pro měření velmi nízkých teplot se používají odporové nebo magnetické teploměry.

Na základě poznatků termodynamiky o účinnosti tepelných strojů zavedl anglický fyzik W.Thomson (lord Kelvin) stupnici, která je nezávislá na volbě teploměrné látky. Tato stupnice se nazývá **termodynamická teplotní stupnice** a je v současné době základní teplotní stupnicí. Teplota vyjádřená v termodynamické teplotní stupnici se nazývá **termodynamická teplota**  $T$ . Jednotkou této teploty je 1 K (kelvin).

**Termodynamická teplotní stupnice má jednu základní teplotu**, a to teplotu rovnovážného stavu soustavy led + voda + sytá pára. Tento rovnovážný stav se nazývá **trojný bod vody** a dohodou mu byla přiřazena termodynamická teplota  $T_r = 273,16$  K (přesně). **Kelvin** pak **definujeme jako 273,16-tou část termodynamické teploty trojného bodu vody**. Kelvin je základní jednotkou soustavy SI.

K zavedení termodynamické teplotní stupnice a k měření termodynamické teploty se používá **plynový teploměr**, který využívá poznatku, že tlak plynu  $p$  v nádobě plynového teploměru je přímo úměrný jeho termodynamické teplotě  $T$  za konstantního objemu plynu. Z experimentů přitom vyplývá, že za jinak stejných podmínek je tlak různých plynů stejného látkového množství téměř nezávislý na druhu plynu.

V současné fyzice se Celsiova teplota  $t$  definuje pomocí termodynamické teploty  $T$  definičním vztahem

$$t = (\{T\} - 273,15)^\circ\text{C}, \quad 2.2.-6$$

kde  $\{T\}$  je číselná hodnota termodynamické teploty.

Pro opačné převody pak z definičního vztahu 2.2.-6 dostaneme

$$T = (\{t\} + 273,15) \text{ K}, \text{ kde } \{t\} \text{ je číselná hodnota Celsiovy teploty.}$$

Ze vztahu mezi Celsiovou a termodynamickou teplotou vyplývá, že teplotní rozdíl  $\Delta t = t_2 - t_1$  je stejný jako odpovídající teplotní rozdíl  $\Delta T = T_2 - T_1$ , tj.  $\{\Delta t\} = \{\Delta T\}$  (totéž platí i pro diferenciálně malé teplotní rozdíly,  $\{dt\} = \{dT\}$ ). Tento poznatek využíváme při výpočtech a při stanovení jednotek veličin definovaných pomocí teplotního rozdílu.

Termodynamická teplota libovolné soustavy se může přiblížit hodnotě 0 K, nemůže ji však dosáhnout. **Teplota 0 K je počátkem termodynamické teplotní stupnice**. Při teplotě 0 K (tj.  $-273,15^\circ\text{C}$ ) nabývá kinetická energie částic soustavy nejnižší možné hodnoty, ale není nulová. V blízkosti teploty 0 K se značně mění vlastnosti látek, např. elektrická vodivost (otázkami vlastností látek v blízkosti teploty 0 K se zabývá kvantová statistická fyzika). Nejnižší teploty, kterých se podařilo dosáhnout, jsou menší než 1 mK.

Z jiných teplotních stupnic, které se dodnes v některých zemích používají, je nejznámější **Fahrenheitova teplotní stupnice**. V této teplotní stupnici Celsiově teplotě  $0^\circ\text{C}$  odpovídá Fahrenheitova teplota  $32^\circ\text{F}$  (Fahrenheitův stupeň) a  $100^\circ\text{C}$  odpovídá  $212^\circ\text{F}$ . Teplotnímu rozdílu  $\Delta t = 100^\circ\text{C}$  odpovídá rozdíl Fahrenheitových teplot  $\Delta \vartheta = 180^\circ\text{F}$ . Převodní vztahy jsou:

$$\vartheta = (32 + 1,8\{t\})^\circ\text{F} \text{ a } t = \frac{5}{9}(\{\vartheta\} - 32)^\circ\text{C}, \text{ kde } \{t\} \text{ je číselná hodnota Celsiovy teploty a } \{\vartheta\} \text{ je číselná hodnota Fahrenheitovy teploty.}$$



**KO 2.2.-10** Jaký je obsah termodynamické definice teploty ?

**KO 2.2.-11** Rozdělíme-li soustavu v rovnovážném stavu na dvě části, je také každá část soustavy v rovnovážném stavu. Platí obrácená věta ? Svě tvrzení zdůvodněte.

Ne. Části soustavy mohou být v různých rovnovážných stavech.

**KO 2.2.-12** Proč jsou vžité názvy teploměr a teploměrná látka nevhodné z hlediska věcné správnosti ?

Součástí názvů je fyzikální veličina teplo a ne teplota.

**KO 2.2.-13** Kolik základních teplot má termodynamická teplotní stupnice ?

**KO 2.2.-14** Při vyjadřování jednotek fyzikálních veličin závislých na teplotním rozdílu používáme jednotku kelvin. Proč, když platí  $\{\Delta t\} = \{\Delta T\}$ , nepoužíváme Celsiův stupeň ?

## 2.2.4. Teplotní roztažnost látek



1. Umět popsat jev teplotní délkové roztažnosti pevných látkových těles.
2. Umět popsat jev teplotní objemové roztažnosti pevných látkových těles.
3. Umět popsat jev teplotní objemové roztažnosti kapalin.
4. Umět vypočítat změnu hustoty s teplotou pro pevná a kapalná tělesa.



Teplotní roztažnost se projevuje u látkových těles všech tří skupenství a je způsobena tím, že parametry tepelného pohybu částic látky závisí na teplotě.

a) Pevná látková tělesa

Částice pevné látky kmitají kolem rovnovážných poloh v krystalické mřížce.

Zvětšíme-li teplotu látky, zvětšuje se energie kmitavého pohybu a zvětšuje se amplituda kmitání. Tím roste střední vzdálenosti částic. **Změna střední vzdálenosti částic se změnou teploty je příčinou teplotní roztažnosti.**

Při změně teploty pevného tělesa se mění jeho rozměry. Tento jev nazýváme **teplotní délkovou roztažností**. Uvažujme tyč, která má délku  $l_0$  při teplotě  $t_0$ . Tyč zahřejeme tak, že se její teplota zvětší o  $dt$ . Z experimentů vyplývá, že prodloužení tyče  $dl$  je přímo úměrné počáteční délce tyče  $l_0$  a přírůstku teploty  $dt$ , což lze vyjádřit vztahem  $dl = \alpha \cdot l_0 \cdot dt$ . Veličina  $\alpha$ , která je konstantou úměrnosti, se nazývá **teplotní součinitel délkové roztažnosti**. Její jednotkou je  $1 \text{ K}^{-1}$ . Integrací přírůstků  $dl$  v teplotním intervalu od  $t_0$  do  $t$  za předpokladu, že teplotní součinitel délkové roztažnosti  $\alpha$  se v uvažovaném teplotním intervalu nemění, dostaneme pro změnu délky tyče  $\Delta l$  při zahřátí z teploty  $t_0$  na teplotu  $t$  vztah

$$\Delta l = \alpha \cdot l_0 \cdot (t - t_0).$$

2.2.-7

Teplotní součinitel délkové roztažnosti závisí na druhu pevné látky. Jeho hodnota je řádově  $10^{-5} \text{ K}^{-1}$ , proto zvětšení rozměrů těles při zahřívání není zejména u těles malých rozměrů přímo pozorovatelné okem.

Přesná měření ukazují, že teplotní součinitel délkové roztažnosti se poněkud mění se změnou teploty. Pro malé teplotní rozdíly  $\Delta t$  lze pro danou homogenní látku považovat veličinu  $\alpha$  za konstantní.

Dosadíme-li do vztahu 2.2.-7 za  $\Delta l = l - l_0$ , dostaneme pro délku tyče  $l$

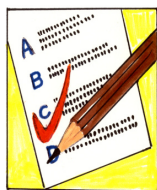
$$l = l_0 (1 + \alpha (t - t_0)). \quad 2.2.-8$$

Vztah 2.2.-8 vyjadřuje tu skutečnost, že při stálém tlaku je délka tyče lineární funkcí teploty v teplotním intervalu od teploty  $t_0$  do teploty  $t$ , jestliže lze v tomto teplotním intervalu považovat teplotní součinitel délkové roztažnosti za konstantu.



**U 2.2.-1** Jaké je relativní prodloužení olověného drátu při zvýšení teploty z  $-5^\circ\text{C}$  na  $45^\circ\text{C}$ ? Teplotní součinitel délkové roztažnosti olova pro tento interval je  $29 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

0,14 %



**TO 2.2.-1** Tyč délky  $l$  se po zahřátí o  $\Delta t$  prodlouží o 2 %. O kolik se prodlouží tyč ze stejného materiálu, ale dvojnásobné délky, tj.  $2l$ , po zahřátí o stejnou teplotu ?

a) 16 %

b) 4 %

c) 2 %

d) 1 %

Správná odpověď je c)

**TO 2.2.-2** Teplotní součinitel délkové roztažnosti  $\alpha$  je číselně roven

a) relativní délce tyče vztažené na změnu teploty o 1 K

b) změně délky tyče vztažené na změnu teploty o  $\Delta t$

c) převrácené hodnotě relativní změny délky tyče

d) změně délky tyče vztažené na změnu teploty o 1 K

Správná odpověď je a)



Zvýší-li se při stálém tlaku teplota tělesa z pevné látky, vzroste i jeho objem. Pokusy ukazují, že v nepřilíš velikém teplotním intervalu je přírůstek objemu

$\Delta V = V - V_0$  přímo úměrný přírůstku teploty  $\Delta t = t - t_0$  a objemu tělesa  $V_0$  při teplotě  $t_0$ . Platí tedy  $\Delta V = \beta \cdot V_0 \cdot \Delta t$ . Odtud po úpravě dostaneme

$$V = V_0 (1 + \beta (t - t_0)). \quad 2.2.-9$$

Konstanta úměrnosti  $\beta$  se nazývá **teplotní součinitel objemové roztažnosti**. Závisí na druhu látky, z níž je těleso zhotoveno, a poněkud závisí na teplotě. Pro malé teplotní rozdíly lze pro danou homogenní látku považovat za konstantu. Její jednotkou je  $1 \text{ K}^{-1}$ .

Teplotní součinitel objemové roztažnosti pevných látek můžeme vyjádřit pomocí teplotního součinitele délkové roztažnosti. Předpokládejme, že při teplotě  $t_0$  jsou délky hran izotropního tělesa z pevné látky tvaru kvádra  $a_0, b_0, c_0$ . Při zvýšení teploty kvádra o malou hodnotu

$$\Delta t = t - t_0 \text{ mají hrany délky } a, b, c, \text{ přičemž platí (podle vztahu 2.2.-7) } a = a_0 (1 + \alpha \Delta t),$$

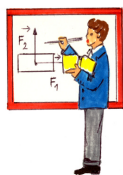
$$b = b_0 (1 + \alpha \Delta t), \quad c = c_0 (1 + \alpha \Delta t). \text{ Objem } V \text{ kvádra při teplotě } t \text{ je pak dán vztahy}$$

$$V = abc = a_0 b_0 c_0 (1 + \alpha \Delta t)^3 = V_0 (1 + 3\alpha \Delta t + 3\alpha^2 (\Delta t)^2 + \alpha^3 (\Delta t)^3),$$

kde  $V_0$  je objem kvádra při teplotě  $t_0$ . Zanedbáme-li vzhledem k velikosti  $\alpha$  členy v závorce obsahující druhou a třetí mocninu  $\alpha$ , dostaneme  $V = V_0 (1 + 3\alpha \Delta t)$ . Porovnáme-li tento

poslední vztah se vztahem 2.2.-9 vychází  $\beta \approx 3\alpha$ . Získaný výsledek ukazuje, že **u izotropního tělesa z pevné látky se teplotní součinitel objemové roztažnosti rovná přibližně trojnásobku teplotního součinitele délkové roztažnosti**. V tabulkách jsou proto pro pevné látky udávány jen hodnoty teplotního součinitele délkové roztažnosti.

Při změně teploty pevných látek se mění také jejich hustota. S rostoucí teplotou hustota pevných látek klesá přibližně lineárně v uvažovaném teplotním intervalu délky  $\Delta t$ , lze-li teplotní součinitel objemové roztažnosti v tomto intervalu považovat za konstantu, podle vztahu 2.2.-10. Odvození vztahu je v následujícím řešeném příkladě.



*Odvoďte vztah pro změnu hustoty tělesa z pevné látky při zvýšení teploty tělesa o malý přírůstek teploty  $\Delta t = t - t_0$ .*

Při teplotě  $t_0$  má těleso hmotnosti  $m$  objem  $V_0$  a hustotu  $\rho_0 = \frac{m}{V_0}$  a při teplotě  $t$

objem  $V$  a hustotu  $\rho = \frac{m}{V}$ . Pak platí

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\rho_0 V_0}{V_0 (1 + \beta \Delta t)} = \frac{\rho_0}{1 + \beta \Delta t}.$$

Pro praktické výpočty lze získaný vztah pro hustotu ještě upravit a to tak, že ho rozšíříme výrazem  $(1 - \beta \Delta t)$ :

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta \Delta t} \cdot \frac{1 - \beta \cdot \Delta t}{1 - \beta \Delta t} = \rho_0 \frac{1 - \beta \cdot \Delta t}{1 - \beta^2 \cdot (\Delta t)^2}.$$

Zanedbáme-li ve jmenovateli zlomku výraz  $\beta^2 \cdot (\Delta t)^2$  vzhledem k 1, pak pro hustotu  $\rho$  (při konstantním tlaku) dostáváme vztah

$$\rho \approx \rho_0 (1 - \beta \cdot \Delta t). \quad 2.2.-10$$



**U 2.2.-2** Betonový sloup má při určité teplotě objem  $0,25 \text{ m}^3$ . Při jaké změně teploty se zmenší objem sloupu o  $0,45 \text{ dm}^3$ ? Teplotní součinitel délkové roztažnosti betonu je  $12 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

50 °C

**U 2.2.-3** Vypočítejte hmotnost měděné součástky, která má při teplotě  $400 \text{ °C}$  objem  $1 \text{ dm}^3$ . Hustota mědi při teplotě  $0 \text{ °C}$  je  $8,9 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  a teplotní součinitel délkové roztažnosti je  $17 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

8,72 kg

#### b) Teplotní objemová roztažnost kapalin



Také kapaliny mění při změně teploty svůj objem. Experimenty ukazují, že objem kapalin s rostoucí teplotou roste. Přitom různé kapaliny se za jinak stejných podmínek roztahují různě. Pro nepřilíš velké teplotní rozdíly je objem  $V$  kapaliny za stálého vnějšího tlaku určen přibližným vztahem

$$V \approx V_0 (1 + \beta \cdot \Delta t), \quad 2.2.-11$$

kde  $\Delta t = t - t_0$  je přírůstek teploty,  $V_0$  objem kapaliny dané hmotnosti při teplotě  $t_0$  a  $\beta$  teplotní součinitel objemové roztažnosti kapaliny. Teplotní součinitel objemové roztažnosti je obecně větší u kapalin než u pevných látek.

Pro větší teplotní rozdíly  $\Delta t$  nevystačíme s lineárním vztahem 2.2.-11 a vyjadřujeme objem kapaliny kvadratickou funkcí přírůstku teploty:

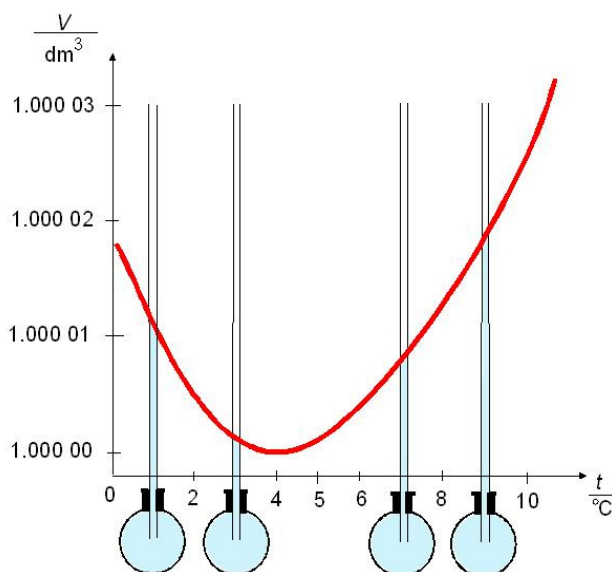
$$V = V_0 (1 + \beta_1 \cdot \Delta t + \beta_2 \cdot (\Delta t)^2). \quad 2.2.-12$$

Například pro rtuť v teplotním intervalu  $0 \text{ °C}$  až  $100 \text{ °C}$  je  $\beta_1 \approx 1,82 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ,  $\beta_2 \approx 8 \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-2}$ .  
pro etanol v teplotním intervalu  $0 \text{ °C}$  až  $39 \text{ °C}$  je  $\beta_1 \approx 7,45 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ,  $\beta_2 \approx 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$ .

Se změnou teploty kapaliny se mění její hustota podle vztahu 2.2.-11 platného pro pevné látky za předpokladu malého  $\Delta t$ .

Uvedli jsme si, že objem kapaliny se při vzrůstu teploty zvětšuje. Jednou z výjimek je voda v teplotním intervalu od  $0 \text{ °C}$  do  $3,98 \text{ °C}$ . V tomto intervalu s rostoucí teplotou objem vody klesá (obrázek).





Tato vlastnost vody se nazývá **anomálie vody** a vysvětluje se tím, že i při teplotě 0 °C zůstávají ve vodě zbytky krystalické mřížky ledu. Při tom střední vzdálenosti molekul vody v ledu jsou větší než v tekuté vodě. Při zvětšování teploty od 0 °C do 3,98 °C zbytky krystalické mřížky ledu postupně mizí, a tím se zmenšují vzdálenosti mezi molekulami H<sub>2</sub>O. Proto se celkový objem vody zmenšuje.

Ze závislosti objemu na teplotě pro vodu také plyne, že při teplotě 3,98 °C má voda největší hustotu. Vrstvy vody této teploty se proto nacházejí nejnižší v zamrzávajících vodních plochách a to má velký význam pro přežití vodních živočichů a rostlin.

#### c) Objemová roztažnost plynů

Experimentálně bylo ukázáno, že pro všechny plyny při konstantním tlaku se objem plynu zvětšuje podle vztahu  $V = V_0 (1 + \gamma \Delta t)$ , kde teplotní součinitel objemové roztažnosti plynů  $\gamma$

má pro všechny plyny hodnotu  $\gamma = \frac{1}{273,15} \text{ K}^{-1}$ . Dosadíme-li za  $\gamma$  do vztahu pro objem a

zavedeme-li termodynamickou teplotu, dostaneme známý zákon pro izobarický děj. Tepelnými vlastnostmi plynů se budeme podrobně zabývat v kapitolách 2.2.8. a 2.2.9.



**KO 2.2.-15** *Závisí relativní prodloužení tyče při zahřátí o  $\Delta t$  na původní délce tyče ?*

**KO 2.2.-16** *Proč se ve fyzikálních tabulkách uvádí pro izotropní pevné látky jen teplotní součinitel délkové roztažnosti, i když při zahřátí mění pevná látka i objem ?*

**KO 2.2.-17** *Jak se mění hustota pevné látky s rostoucí teplotou ?*

**KO 2.2.-18** *Voda se chová proti jiným kapalinám anomálně, protože její objem se s rostoucí teplotou zmenšuje. Je toto tvrzení pravdivé ?*

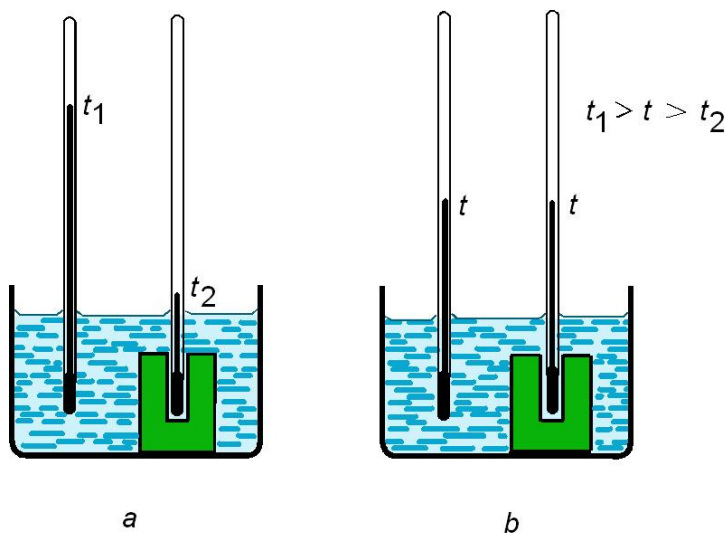
## 2.2.5. Teplo, tepelné kapacity látek, kalorimetrická rovnice



1. Umět popsat jev tepelné výměny.
2. Znat definici tepla a vztahy pro jeho výpočet.
3. Umět definovat měrnou a molární tepelnou kapacitu látky.
4. Naučit se sestavovat kalorimetrickou rovnici.



Uvedeme-li do vzájemného styku dvě tělesa, která mají různou teplotu, a tato tělesa tvoří izolovanou soustavu, pozorujeme vzrůst teploty chladnějšího tělesa a pokles teploty teplejšího tělesa (na obrázku je ponořeno studenější těleso do teplé vody). Děj probíhá tak dlouho, až nastane rovnovážný stav, při kterém teploty obou těles jsou stejné.



Děj, který probíhá při vzájemném styku dvou těles, která mají různou teplotu, lze vysvětlit z hlediska molekulové fyziky. Na rozhraní obou těles dochází ke srážkám částic a při těchto srážkách částice teplejšího tělesa předávají část své energie částicím studenějšího tělesa. Předávání energie neprobíhá jen na rozhraní obou těles, ale také mezi různými částmi téhož tělesa, pokud mají různou teplotu. Obě tělesa jsou přitom v relativním klidu, takže předávání energie se neuskutečňuje konáním práce.

Tento děj, při kterém neuspořádaně se pohybující částice teplejšího tělesa narážejí na částice studenějšího tělesa a předávají jim část své energie, nazýváme **tepelná výměna**. Tepelná výměna probíhá např. při ohřívání těles na vařiči, při ochlazování těles v chladničce, při tání ledu dotýkajícího se teplejšího tělesa apod.

Odevzdá-li teplejší těleso studenějšímu tělesu tepelnou výměnou energii, říkáme, že teplejší těleso odevzdalo studenějšímu tělesu **teplo**. Přijme-li studenější těleso od teplejšího tělesa tepelnou výměnou energii, říkáme, že studenější těleso přijalo od teplejšího tělesa **teplo**.

**Teplo  $Q$  je určeno energií, kterou při tepelné výměně odevzdá teplejší těleso studenějšímu.** Jednotkou tepla je 1 J (joule).

V praxi nás zajímá, jaké teplo přijme chemicky stejnorodé těleso o hmotnosti  $m$ , jestliže jeho teplota vzroste o malou hodnotu  $dt$ . Nenastane-li současně změna skupenství látky tělesa, je přijaté teplo  $dQ$  přímo úměrné přírůstku teploty. Můžeme tedy psát  $dQ = C \cdot dt$ , kde  $C$  je **tepelná kapacita** tělesa. Jednotkou tepelné kapacity je  $1 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ . Protože  $\{dt\} = \{dT\}$ , můžeme taky psát  $dQ = C \cdot dT$ .

Protože  $C$  závisí na hmotnosti tělesa  $m$ , zavádíme tepelnou kapacitu jednotkové hmotnosti látky, která se nazývá **měrná tepelná kapacita  $c$** :

$$c = \frac{C}{m} = \frac{dQ}{m \cdot dt} \quad \text{resp.} \quad c = \frac{dQ}{m \cdot dT}$$

Jednotkou měrné tepelné kapacity je  $1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ .

Pro teplo pak můžeme psát:

$$dQ = m \cdot c \cdot dt \quad \text{resp.} \quad dQ = m \cdot c \cdot dT, \quad 2.2.-13$$

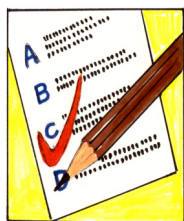
tj. **teplo, které přijme (nebo odevzdá) těleso z chemicky stejnorodé látky, aniž by se změnilo skupenství látky tělesa, je přímo úměrné hmotnosti tělesa a přírůstku (úbytku) teploty.**

Měrná tepelná kapacita je veličina charakteristická pro danou látku. Pro různé látky a různá skupenství téže látky má různou hodnotu. Z běžně známých látek má největší měrnou tepelnou kapacitu voda,  $c = 4200 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  (přibližně), proto je voda výhodná jako chladicí kapalina nebo jako kapalina používaná k přenosu energie. Relativně malé měrné tepelné kapacity mají kovy (např. železo při  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  má  $c = 452 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ).

Přesné experimenty ukazují, že měrná tepelná kapacita látky se poněkud mění se změnou teploty látky. Proto se měrná tepelná kapacita udává v tabulkách pro určitou teplotu. U všech látek se s klesající teplotou měrná tepelná kapacita látky zmenšuje a při teplotách blízkých 0 K má velmi malou hodnotu (např. měrná tepelná kapacita olova při teplotě  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  je  $129 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ , při teplotě  $-259 \text{ }^\circ\text{C}$  je  $32 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Pro daný stupeň přesnosti výpočtů lze považovat měrnou tepelnou kapacitu homogenní látky v jistém pokusem ověřeném teplotním intervalu za konstantní.

Za předpokladu, že  $c$  lze v uvažovaném teplotním intervalu  $\Delta t = t_2 - t_1$  považovat za konstantu, dostaneme po integraci ze vztahů 2.2.-13 :

$$Q = m \cdot c \cdot \Delta t \quad \text{resp.} \quad Q = m \cdot c \cdot \Delta T, \quad 2.2.-14$$



**TO 2.2.-3** Měrná tepelná kapacita je číselně rovna teplu potřebnému k ohřátí

- $m$  kg látky o jeden kelvin
- jednoho kilogramu látky o jeden kelvin
- jednoho kilogramu látky o teplotu  $\Delta t$

d)  $m$  kg látky o teplotu  $\Delta t$

Správná odpověď je b)



Při tepelných výpočtech zejména pro plyny používáme tepelnou kapacitu vztahovou na 1 mol látky, kterou nazýváme **molární tepelná kapacita**  $C_m$ . Platí pro ni :

$$C_m = c \cdot M, \quad 2.2.-15$$

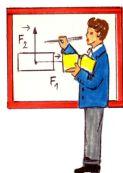
kde  $M$  je molární hmotnost látky. Jednotkou molární tepelné kapacity je  $1 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ .

Dosazením  $c = \frac{C_m}{M}$  do vztahů 2.2.-13 dostaneme:

$$dQ = n \cdot C_m \cdot dt \quad \text{resp.} \quad dQ = n \cdot C_m \cdot dT, \quad 2.2.-16$$

kde  $n = \frac{m}{M}$  je látkové množství.

Tepelná výměna obecně závisí na podmínkách, za kterých probíhá. Teplo, které přijme nebo odevzdá plyn, závisí na tom, proběhne-li tepelná výměna při konstantním tlaku plynu nebo při konstantním objemu plynu. Tomu odpovídají dvě měrné (resp. molární) tepelné kapacity plynů, a to měrná (resp. molární) tepelná kapacita při stálém tlaku  $c_p$  (resp.  $C_{mp}$ ) a měrná (resp. molární) tepelná kapacita při stálém objemu  $c_V$  (resp.  $C_{mV}$ ). O této problematice pojednáme v kapitole 2.2.3. U kapalin a pevných látek jsou tyto rozdíly pro běžné výpočty nevýznamné.



V radiátoru ústředního topení se voda ochladí z teploty  $92 \text{ }^\circ\text{C}$  na teplotu  $70 \text{ }^\circ\text{C}$  při objemovém průtoku vody  $0,90 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . Vypočítejte tepelný výkon radiátoru.

Objemový průtok vody  $Q_V = 0,90 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ , hustota vody  $\rho = 1 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ , měrná tepelná kapacita  $c = 4200 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ , teplotní rozdíl  $\Delta t = 22 \text{ }^\circ\text{C}$ , výkon  $P = ?$

Teplo, které radiátor předá okolí je  $Q = m \cdot c \cdot \Delta t = V \cdot \rho \cdot c \cdot \Delta t$ . Objemový průtok  $Q_V$  je definován vztahem  $Q_V = \frac{V}{\Delta \tau}$ , kde  $\Delta \tau$  je časový interval, za který proteče radiátorem objem vody  $V$ .

Tepelný výkon pak je  $P = \frac{Q}{\Delta \tau} = \frac{V \cdot \rho \cdot c \cdot \Delta t}{\Delta \tau} = Q_V \cdot \rho \cdot c \cdot \Delta t$ .

Po dosazení :  $P = 2,5 \cdot 10^{-4} \cdot 1 \cdot 10^3 \cdot 4200 \cdot 22 \text{ W} \approx 2,3 \cdot 10^4 \text{ W} = 23 \text{ kW}$

Tepelný výkon radiátoru je 23 kW.



**U 2.2.-4** Vypočítejte, za jakou dobu se ohřeje ponorným vařičem voda potřebná k uvaření jednoho šálku černé kávy. Objem vody je  $150 \text{ cm}^3$ , její

počáteční teplota 15 °C, výsledná teplota 100 °C. Ponorný vaříč má příkon 500 W a jeho účinnost je 95 %.

113 s



Vložíme-li do tepelně izolované nádoby s kapalinou teploty  $t_1$  těleso teploty  $t_2 > t_1$ , bude za předpokladu, že látky spolu nebudou chemicky reagovat a nedojde ke změně jejich skupenství, probíhat tepelná výměna tak dlouho, až nastane rovnovážný stav, kdy se teploty vyrovnají na společnou teplotu  $t$ , přičemž  $t_1 < t < t_2$ . Protože soustava je izolovaná, bude teplo

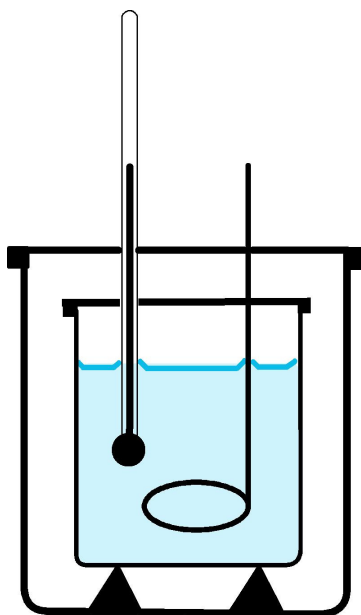
$$Q_2 = m_2 \cdot c_2 \cdot (t_2 - t), \text{ které odevzdá těleso, rovno teplu } Q_1 = m_1 \cdot c_1 \cdot (t - t_1),$$

které přijme kapalina v nádobě. Proto platí rovnice

$$m_1 \cdot c_1 \cdot (t - t_1) = m_2 \cdot c_2 \cdot (t_2 - t), \quad 2.2.-17$$

kterou nazýváme **kalorimetrická rovnice**. Podle této rovnice lze např. určit měrnou tepelnou kapacitu  $c_2$  tělesa, známe-li tepelnou kapacitu kapaliny a změříme-li ostatní veličiny.

K experimentálnímu určení měrné tepelné kapacity látek se používají **kalorimetry**. Směšovací kalorimetr je tepelně izolovaná nádoba opatřená míchačkou a teploměrem (obrázek).



Vložíme-li do kalorimetru, ve kterém je kapalina, těleso o vyšší teplotě než je teplota kapaliny, zvýší se teplota kapaliny, ale také i nádoby kalorimetru, míchačky a teploměru. Tepelná kapacita nádoby kalorimetru, míchačky a teploměru je **tepelná kapacita kalorimetru**  $C_k$ .

V kalorimetrické rovnici 2.2.-17 přibude ještě teplo  $Q = C_k \cdot (t - t_1)$ , takže rovnice bude mít

$$\text{tvar: } m_1 \cdot c_1 \cdot (t - t_1) + C_k \cdot (t - t_1) = m_2 \cdot c_2 \cdot (t_2 - t).$$



**U 2.2.-5** V nádobě je 420 g vody o teplotě 20 °C. Když do nádoby přilijeme ještě 900 g vody o teplotě 70 °C, zjistíme, že výsledná teplota po dosažení rovnovážného stavu je 50 °C. *Jaká je tepelná kapacita nádoby?* Tepelnou výměnu mezi nádobou a okolím neuvažujeme. Měrná tepelná kapacita vody je 4,18 kJ.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

750 J.K<sup>-1</sup>



**KO 2.2.-19** *Jak definujeme ve fyzice teplo?*

**KO 2.2.-20** *Co je to molární tepelná kapacita látky?*

**KO 2.2.-21** *Jaký fyzikální zákon vyjadřuje kalorimetrická rovnice?*

**Zákon zachování energie při tepelné výměně.**

**KO 2.2.-22** *Jak by se experimentálně dala určit tepelná kapacita kalorimetru?*

## 2.2.6. Změny skupenství látky



1. Znat Gibbsův zákon fází.
2. Umět popsat změny skupenství látek, vědět, co je to skupenské teplo a teplota příslušné změny skupenství.
3. Znat rovnovážné křivky změn skupenství látek.
4. Pochopit rozdíl mezi sytou párou, přehřátou párou a plynem téže látky.
5. Umět popsat fázový diagram látky a naučit se popsat děj změny skupenství látky ve fázovém diagramu.



Pevná látka, kapalina a plyn jsou termodynamické soustavy, které se skládají z velkého počtu částic. Má-li soustava v rovnovážném stavu ve všech částech stejné fyzikální a chemické vlastnosti (např. stejnou hustotu, strukturu, chemické složení), nazýváme ji **fází**. Fázemi jsou například jednotlivá skupenství látky (pevná rtuť, kapalná rtuť, rtuťové páry) nebo různé krystalové modifikace téže pevné látky (diamant, grafit – jsou dvě fáze pevného uhlíku).

Fáze látky je tedy obecnějším pojmem než skupenství látky.

Zkoumaná termodynamická soustava může obsahovat i větší počet fází. Jednotlivé fáze jsou zpravidla od sebe odděleny ostrým rozhraním. Soustavami s větším počtem fází jsou například voda + led + vodní pára, pevný jód + jódové páry, kapalná rtuť + rtuťové páry, voda nasycená rozpustným chloridem sodným + nerozpuštěný chlorid sodný.

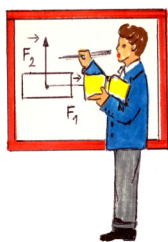
Počet stavových veličin, které můžeme libovolně měnit, aniž by se porušil rovnovážný stav soustavy, se nazývá **počet stupňů volnosti** soustavy. Chemicky čistá látka v jedné stabilní fázi má dva stupně volnosti, kterými mohou být např. tlak a teplota. Tyto veličiny můžeme v určitém intervalu libovolně měnit, aniž by došlo k fázové změně. Složitější soustavy mohou mít stupňů volnosti více i méně. Počet stupňů volnosti závisí na počtu složek tvořících



soustavu a na počtu fází existujících v soustavě vedle sebe. **Složka** je každá chemicky čistá látka v soustavě.

Počet stupňů volnosti  $v$  se dá určit z **Gibbsova zákona fází** :

V rovnovážném stavu soustavy platí rovnice  $f + v = s + 2$ , kde  $f$  je počet fází v soustavě a  $s$  je počet složek v soustavě.



Určete počet stupňů volnosti soustavy a) voda + vodní pára, b) voda + led + vodní pára.

a) Počet složek  $s = 1$  (v soustavě jsou jen molekuly  $H_2O$ ), počet fází  $f = 2$ .

Počet stupňů volnosti  $v = s + 2 - f = 1 + 2 - 2 = 1$ . Soustava má jeden stupeň volnosti, tj. můžeme měnit např. teplotu a soustava bude pořád v rovnovážném stavu.

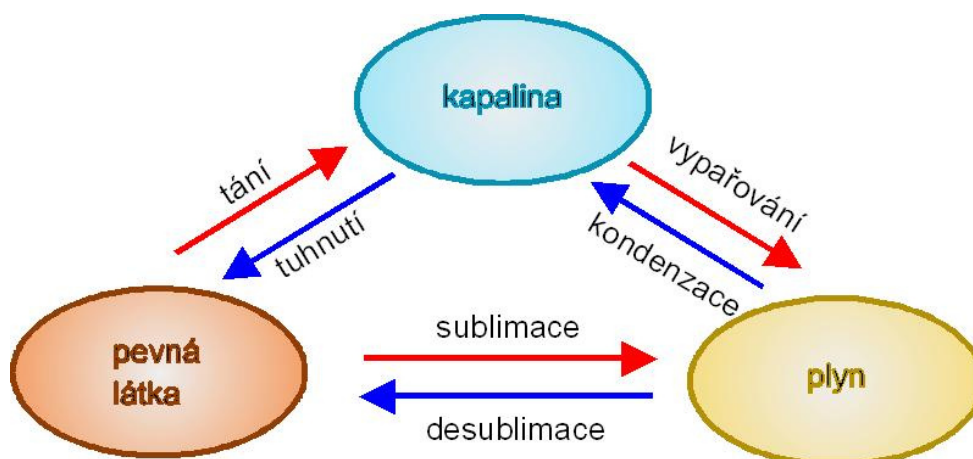
b) Počet složek  $s = 1$ , počet fází  $f = 3$ .

Počet stupňů volnosti  $v = s + 2 - f = 1 + 2 - 3 = 0$ . Soustava nemá žádný stupeň volnosti, tj. rovnovážný stav je určen přesně stanovenými hodnotami stavových veličin.



Přechod látky z jedné fáze do druhé nazýváme **fázová změna**. Fázovou změnou je například tání kovu, vypařování kapaliny, ale také přeměna grafitu v diamant nebo přeměna amorfni látky v krystalickou apod.

Dále se budeme zabývat jen fázovými změnami, které se nazývají **změny skupenství**. Tyto změny patří mezi **fázové změny prvního druhu**, které jsou charakterizovány tím, že při nich dochází k pohlcování nebo uvolňování tepla, a tím, že objem při změně jedné fáze na druhou se mění skokem. Mezi změny skupenství patří tání, tuhnutí, vypařování, kondenzace, sublimace a desublimace. Všechny tyto změny jsou uvedeny v diagramu na obrázku.



a) tání a tuhnutí

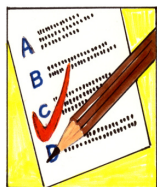
Zahříváme-li těleso z krystalické látky, zvyšuje se jeho teplota a po dosažení **teploty tání**  $t_t$  (teplota tání závisí na vnějším tlaku) se přeměňuje na kapalinu téže teploty – taje. Dodané teplo potřebné pro změnu pevného tělesa o hmotnosti  $m$  zahřátého na teplotu tání na kapalinu téže teploty je **skupenské teplo tání**  $L_t$ . Protože skupenské teplo tání závisí na hmotnosti tělesa,

zavádíme veličinu **měrné skupenské teplo tání**  $l_t$ , definovanou vztahem  $l_t = \frac{L_t}{m}$ . Jednotkou

měrného skupenského tepla tání je  $1 \text{ J.kg}^{-1}$ . Měrné skupenské teplo tání je tepelnou konstantou látek a má pro různé látky různou hodnotu. Např. pro led je  $l_t = 334 \text{ kJ.kg}^{-1}$ .

Ochlazujeme-li kapalinu vzniklou táním krystalické látky, mění se při **teplotě tuhnutí**, která je rovna teplotě tání, v pevné těleso – tuhne. Při tom odevzdá svému okolí **skupenské teplo tuhnutí** rovné  $L_t$ .

Pevné amorfní látky při zahřívání postupně měknou, až se přemění v kapalinu. Nemají proto určitou teplotu tání.



**TO 2.2.-4** Krystalická pevná látka má teplotu tání  $t_t$ . Měrné skupenské teplo tání je číselně rovno teplu, které musíme dodat 1 kg látky teploty  $t_1$ , aby se změnila na kapalinu teploty  $t_2$ . Jakou relaci musí splňovat teploty  $t_t$ ,  $t_1$  a  $t_2$ , aby definice měrného skupenského tepla byla správná ?

- a)  $t_1 < t_t < t_2$
- b)  $t_1 > t_t > t_2$
- c)  $t_1 = t_t = t_2$
- d)  $t_1 = t_2 \neq t_t$

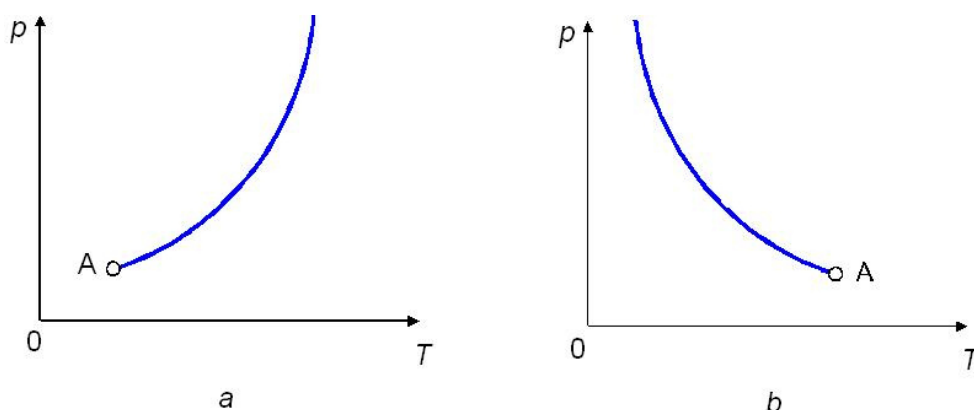
Správná odpověď je c)



Při zkoumání závislosti teploty tání krystalické látky na vnějším tlaku se zjistilo, že u většiny látek (např. olovo) roste při zvýšení tlaku také teplota tání. Některé látky (např. led, antimon, bismut a některé slitiny) mají naopak s rostoucím vnějším tlakem teplotu tání nižší, než měly před zvýšením tlaku.

Znázorníme-li graficky závislost teploty tání na tlaku dostaneme křivku tání.

Křivky tání jsou nakresleny na obrázku. Křivka a odpovídá látkám typu olovo, křivka b látkám typu led ( $\text{H}_2\text{O}$ ). **Každý bod křivky tání také znázorňuje rovnovážný stav pevné a kapalné fáze určité látky** (křivka tání patří mezi rovnovážné křivky). Křivka tání začíná v bodě A, kterému odpovídá nejmenší možný tlak, při kterém jsou kapalina a pevná látka ještě v rovnováze. Protože teploty tání různých látek závisí na tlaku, udávají se v tabulkách za normálního tlaku a nazývají se **normální teploty tání**.



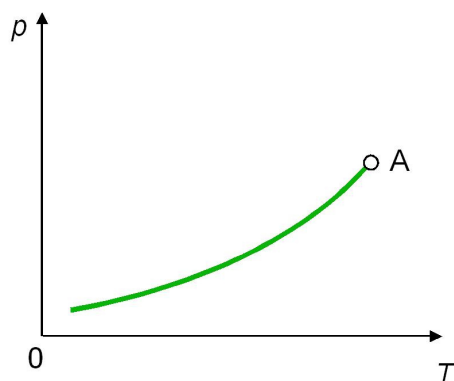
Látky typu olovo, u nichž se s rostoucím tlakem zvyšuje teplota tání, zvětšují při tání svůj objem. Látky typu led, které při zvýšení tlaku snižují svou teplotu tání, při tání zmenšují svůj objem a při tuhnutí zvětšují svůj objem.

#### b) Sublimace a desublimace

Přeměna látky z pevného skupenství přímo ve skupenství plynné se nazývá **sublimace**. Opačný děj je **desublimace**. Za normálního tlaku sublimuje např. jod, kafr, naftalen, pevný oxid uhličitý, led nebo sníh. Příkladem desublimace je vznik drobných krystalků jodu z jodových par.

**Měrné skupenské teplo sublimace**  $l_s$  je definováno vztahem  $l_s = \frac{L_s}{m}$ , kde  $L_s$  je skupenské teplo sublimace přijaté látkou o hmotnosti  $m$  při její sublimaci za dané teploty. Měrné skupenské teplo sublimace závisí na teplotě. Např. pro led  $H_2O$  je při teplotě  $0^\circ C$  měrné skupenské teplo sublimace asi  $2,83 MJ \cdot kg^{-1}$ .

Sublimující látka dostatečné hmotnosti v uzavřené nádobě sublimuje tak dlouho, až se vytvoří rovnovážný stav mezi pevnou fází a párou. Takováto pára se nazývá **syťá pára**. Nemění-li se teplota, zůstává konstantní poměr hmotností plynné a pevné fáze a nemění se tlak syťé páry vzniklé sublimací. Grafickým znázorněním závislosti tlaku syťé páry na teplotě je **sublimační křivka** (obrázek).



**Každý bod sublimační křivky znázorňuje rovnovážný stav mezi pevnou látkou a její sytou párou.** Sublimační křivka končí v bodě A, ve kterém začíná křivka tání pro tutéž látku.

c) Vypařování a var, kondenzace

**Vypařování** je děj přeměny kapaliny v páru. Na rozdíl od tání probíhá vypařování z volného povrchu kapaliny za každé teploty.

Na přeměnu kapaliny o hmotnosti  $m$  v páru těže teploty je třeba dodat **skupenské teplo**

**vypařování**  $L_v$ . **Měrné skupenské teplo vypařování**  $l_v$  je definováno vztahem  $l_v = \frac{L_v}{m}$ .

Měrné skupenské teplo vypařování klesá s rostoucí teplotou. Např. pro vodu teploty  $0\text{ }^\circ\text{C}$  je  $2,51\text{ MJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ , pro vodu teploty  $100\text{ }^\circ\text{C}$  je  $2,26\text{ MJ}\cdot\text{kg}^{-1}$  (za normálního tlaku).

Zvláštním případem vypařování kapaliny je **var**. Zahříváme-li kapalinu, pak při dosažení určité teploty při daném okolním tlaku se uvnitř kapaliny vytvářejí bubliny páry, které zvětšují svůj objem a vystupují k volnému povrchu kapaliny. **Na rozdíl od vypařování se kapalina při varu vypařuje nejen na volném povrchu, ale také uvnitř.**

Teplota  $t_v$ , při které za daného vnějšího tlaku nastává var kapaliny, se nazývá **teplota varu**. S rostoucím tlakem se teplota varu zvětšuje. V tabulkách se uvádí teplota varu za normálního tlaku – **normální teplota varu**.

**Měrné skupenské teplo varu** se rovná měrnému skupenskému teplu vypařování při teplotě varu kapaliny.

Obrácený děj k vypařování je **kondenzace**. Při tomto ději látka odevzdá svému okolí **skupenské teplo kondenzační**. **Měrné skupenské teplo kondenzační** je rovno měrnému skupenskému teplu vypařování těže látky při těže teplotě.

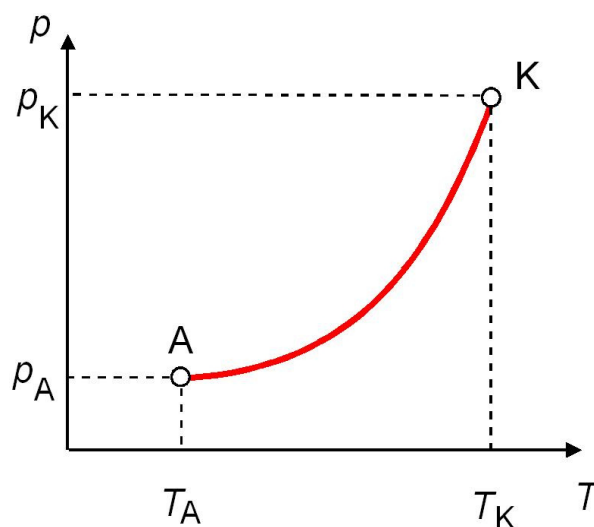
Kondenzace může nastat na povrchu kapaliny, pevné látky nebo i ve volném prostoru. Při tomto ději dochází k spojování několika molekul páry v drobné kapičky, které pak postupně rostou. Vytváření těchto kapiček usnadňují drobná zrnka prachu nebo elektricky nabitě částice.

Kapalina v uzavřené nádobě se vypařuje tak dlouho až nastane rovnovážný stav mezi kapalinou a její párou. V tomto rovnovážném stavu se objemy kapaliny a páry nemění, konstantní zůstává také tlak páry a teplota soustavy kapalina + pára.

Pára, která je v rovnovážném stavu se svou kapalinou, se nazývá **syta pára**. **V uzavřené nádobě za přítomnosti kapaliny je vždy syta pára.**

**Tlak syté páry nezávisí při stálé teplotě na objemu páry.** Při izotermickém (za konstantní teploty) zvětšení objemu prostoru nad kapalinou se vypaří další část kapaliny, vytvoří se opět rovnovážný stav, při kterém tlak syté páry dosáhne původní hodnoty. Protože tlak syté páry za dané teploty nezávisí na objemu, neplatí pro sytou páru zákon Boyleův-Mariottův a stavová rovnice (tyto zákony pro ideální plyn poznáte v kapitole 2.2.3.) **a syta pára se tím podstatně liší od ideálního plynu.**

**Zvýšíme-li teplotu** soustavy kapalina a její syta pára, **tlak syté páry nad kapalinou vzroste**. Grafickým zobrazením závislosti tlaku syté páry na její teplotě je **křivka syté páry** (obrázek).



**Každý bod křivky syté páry odpovídá rovnovážnému stavu soustavy kapalina a její sytá pára.** Křivka začíná v bodě A, který reprezentuje nejmenší hodnotu tlaku a teploty, při kterých existuje kapalina a její sytá pára v rovnovážném stavu. Např. pro H<sub>2</sub>O je v bodě A termodynamická teplota 273,16 K a tlak asi 6,1.10<sup>2</sup> Pa. Bodem A začíná také křivka tání a končí jím sublimační křivka.

S růstem teploty rovnovážné soustavy kapalina + sytá pára roste hustota syté páry a hustota kapaliny naopak klesá. Mezi kapalinou a sytou párou je však stále zřetelné rozhraní. Při určité teplotě  $T_k$  je hustota kapaliny rovna hustotě páry. Mezi kapalinou a její sytou párou mizí rozhraní a látka se stává stejnorodou. Při vyšší teplotě než  $T_k$  už neexistuje látka v kapalně fázi. Proto křivka syté páry končí v bodě K. Tento bod křivky syté páry se nazývá **kritický bod** a znázorňuje **kritický stav látky**. Kritický stav je určen kritickou teplotou  $T_k$ , kritickým tlakem  $p_k$  a kritickou hustotou  $\rho_k$ . Kritická teplota, kritický tlak a kritická hustota jsou charakteristickými konstantami každé látky a jsou uváděny v tabulkách. Např. pro vodu jsou to hodnoty 647,3 K (374,15 °C), 22,13 MPa a 315 kg.m<sup>-3</sup>.

Z křivky syté páry je možno stanovit teplotu varu při daném vnějším tlaku. Aby bubliny syté páry, které se vytvoří v objemu kapaliny, vystoupily na volný povrch kapaliny, musí být tlak syté páry roven vnějšmu tlaku. Z křivky syté páry tedy odečteme teplotu varu jako teplotu syté páry, která odpovídá tlaku syté páry, který je roven vnějšmu tlaku.



Vypočítejte hmotnost ledu o teplotě -20 °C, který roztál ve vodě o hmotnosti 1 kg a teplotě 30 °C, když výsledná teplota vody je po dosažení rovnovážného stavu 20 °C. Měrná tepelná kapacita ledu je 2,1 kJ.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>, měrné skupenské teplo tání ledu 334 kJ.kg<sup>-1</sup> a měrná tepelná kapacita vody je 4,18 kJ.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

$$t_1 = -20 \text{ °C}, c_1 = 2,1 \cdot 10^3 \text{ J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}, l_t = 334 \cdot 10^3 \text{ J.kg}^{-1}, m_2 = 1 \text{ kg}, t_2 = 30 \text{ °C},$$

$$c_2 = 4,18 \cdot 10^3 \text{ J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}, t = 20 \text{ °C}, m_1 = ?$$

Pro tepelnou výměnu v uvažované soustavě platí

$$Q = Q_1 + L_t + Q_2,$$

kde  $Q$  je teplo, které předá voda ledu při svém ochlazení z počáteční teploty  $t_2$  na výslednou teplotu  $t$ ,  $Q_1$  je teplo potřebné k zahřátí ledu z počáteční teploty  $t_1$  na teplotu tání  $t_0 = 0\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $L_t$  je skupenské teplo tání ledu o hmotnosti  $m_1$  a  $Q_2$  je teplo, které přijme voda vzniklá roztáním ledu při jejím zahřátí z teploty  $t_0$  na výslednou teplotu  $t$ .

Po dosazení dostáváme vztah

$$m_2 \cdot c_2 \cdot (t_2 - t) = m_1 \cdot c_1 \cdot (t_0 - t_1) + m_1 \cdot L_t + m_1 \cdot c_2 \cdot (t - t_0),$$

ze kterého vyplývá 
$$m_1 = \frac{m_2 \cdot c_2 \cdot (t_2 - t)}{c_1 \cdot (t_0 - t_1) + L_t + c_2 \cdot (t - t_0)}.$$

Po číselném dosazení

$$m_1 = \frac{1,4,18 \cdot 10^3 \cdot (30 - 20)}{2,1 \cdot 10^3 \cdot 20 + 334 \cdot 10^3 + 4,18 \cdot 10^3 \cdot 20} \text{ kg} \approx 9,1 \cdot 10^{-2} \text{ kg}.$$

Za podmínek uvedených v úloze roztál ve vodě led o hmotnosti 91 g.



**U 2.2.-6** Ve vodě o hmotnosti 2 kg a teplotě  $18\text{ }^\circ\text{C}$  kondenzovala vodní pára o teplotě  $100\text{ }^\circ\text{C}$  a hmotnosti 100 g. *Jaká bude výsledná teplota vody?* Měrné skupenské teplo kondenzace vody při teplotě  $100\text{ }^\circ\text{C}$  je  $2,26 \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ .

**48 °C**

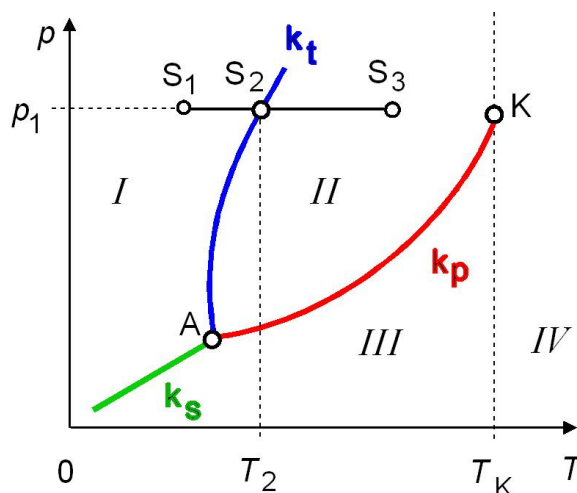


Zakreslíme-li všechny tři rovnovážné křivky, tj. křivku tání  $k_t$ , sublimační křivku  $k_s$  a křivku syté páry  $k_p$ , pro danou látku do téhož souřadného systému s osami  $T$  a  $p$ , vznikne graf, který se nazývá **fázový diagram** dané látky (obrázek). Všechny tři křivky se stýkají v jediném bodě A, který se nazývá **trojný bod**. Znázorňuje rovnovážný stav pevné, kapalné a plynné fáze těže

látky.

Jednotlivé křivky  $k_t$ ,  $k_s$ ,  $k_p$  rozdělují rovinu fázového diagramu na tři oblasti I, II, III. Je-li bod určující stav látky znázorněn v oblasti I, je látka v pevném skupenství, body v oblasti II znázorňují různé stavy kapaliny. Body patřící oblasti III, tj. body ležící pod křivkami syté páry a sublimace, odpovídají plynnému skupenství látky, které má nižší tlak než sytá pára téže teploty. Toto plynné skupenství nazýváme **přehřátá pára**.

**Přehřátá pára je pára, která má nižší tlak a hustotu než sytá pára téže teploty.**





Můžeme ji získat tak, že sytou páru zahříváme bez přítomnosti kapaliny (odtud také pochází název přehřátá pára). Pro přehřáté páry, jejichž stav je daleko od stavu sytých par, platí přibližně stavová rovnice ideálního plynu (stavová rovnice – viz kapitola 2.2.3.).

Přechod z jedné oblasti do druhé ve fázovém diagramu představuje vždy děj, při kterém nastává změna skupenství. Podívejme se na děj, který je ve fázovém diagramu na předchozím obrázku znázorněn úsečkou  $S_1S_3$ . Přechod od bodu  $S_1$  k bodu  $S_2$  znázorňuje vzrůst teploty pevné látky při stálém tlaku  $p_1$ . Ve stavu určeném bodem  $S_2$  pevná látka taje a postupně se všechna přemění na kapalinu. Teplota  $T_2$  je teplota tání při tlaku  $p_1$ . Úsečka  $S_2S_3$  znázorňuje děj s kapalinou, při kterém se zvyšuje při konstantním tlaku  $p_1$  teplota kapaliny. Kapalina přejde postupně do stavu určeného bodem  $S_3$ .

Bod  $P$  na Obr.2.2.-10 leží v oblasti označené IV. Tato oblast znázorňuje stavy plynného skupenství látky pro teploty vyšší než je kritická teplota. Toto plynné skupenství stručně nazýváme **plyn**. Má-li být plyn zkapalněn, je třeba ho ochladit před kompresí pod kritickou teplotu.



**KO 2.2.-23** Proč chemicky čistá látka, která je v jednom skupenství (např. voda  $H_2O$ ), má dva stupně volnosti? Co to znamená pro její rovnovážný stav?

**KO 2.2.-24** Je rozdíl mezi průběhem tání krystalické a amorfní pevné látky?

**KO 2.2.-25** Jaký je rozdíl mezi sytou párou, přehřátou párou a plynem?

**KO 2.2.-26** Jaký děj znázorňuje ve fázovém diagramu úsečka rovnoběžná s osou  $T$ , jestliže úsečka protíná sublimační křivku?

## 2.2.7. Vnitřní energie termodynamické soustavy, práce a teplo



1. Pochopit obsah pojmu vnitřní energie termodynamické soustavy.
2. Znat možnosti, jak lze změnit vnitřní energii soustavy.
3. Znat slovní a matematickou formulaci prvního termodynamického zákona.



Při studiu mechaniky jste se seznámili s kinetickou a potenciální energií tělesa jako celku. Každé látkové těleso má však také energii, která souvisí s jeho vnitřní částicovou strukturou. Tuto energii nazýváme **vnitřní energií** tělesa (v termodynamice je těleso považováno za termodynamickou soustavu, proto je to také vnitřní energie termodynamické soustavy).

Už víme, že částice látky (molekuly, atomy, ionty) konají neustálý a neuspořádaný pohyb (posuvný, otáčivý, kmitavý). Celková kinetická energie všech neuspořádaně se pohybujících částic látky je jednou složkou vnitřní energie tělesa (soustavy).

Částice látky na sebe navzájem působí silami, a mají proto potenciální energii. Celková potenciální energie všech částic závisí na jejich vzájemné poloze je další složkou vnitřní energie tělesa (soustavy).

Tyto dvě výše uvedené složky vnitřní energie jsou rozhodující při vyšetřování dějů, které budeme dále v termice studovat. Pro úplnost je třeba ještě uvést další složky vnitřní energie těles, i když je nebudeme v dalším výkladu brát v úvahu, protože se u studovaných dějů nebudou zpravidla měnit. Dalšími složkami jsou zejména potenciální a kinetická energie kmitajících atomů, ze kterých se skládají molekuly, a vnitřní energie atomů (energie elektronů v elektronovém obalu, energie jádra atomu atd.)

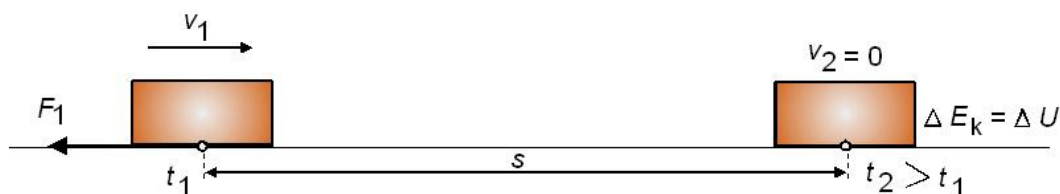
**Vnitřní energii  $U$  tělesa (soustavy) budeme tedy definovat jako součet celkové kinetické energie neuspořádaně se pohybujících částic tělesa a celkové potenciální energie vzájemné polohy těchto částic.**

Jednotkou vnitřní energie je 1 J(joule).

Vnitřní energie tělesa není obecně konstantní veličinou. Děje, při nichž se mění vnitřní energie tělesa, lze rozdělit do tří skupin: a) děje, při kterých se mění vnitřní energie **konáním práce**, b) děje, při nichž nastává změna vnitřní energie **tepelnou výměnou**, c) děje, při kterých se vnitřní energie mění oběma způsoby.

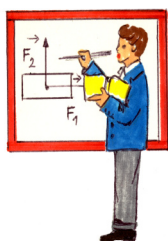
Při konání práce se mění kinetická nebo potenciální energie tělesa na jeho vnitřní energii nebo naopak. Například při tření dvou těles, při stlačení plynu v tepelně izolované nádobě, při zahřívání kapaliny prudkým mícháním, při ohýbání drátu, při nepružném nárazu tělesa na podložku apod. **Jestliže děj bude probíhat v izolované soustavě, zůstává součet kinetické, potenciální a vnitřní energie těles konstantní.** Podívejme se na některý z těchto dějů blíže.

Uvažujme pohyb tělesa po vodorovné podložce rychlostí  $\vec{v}_1$  (obrázek).

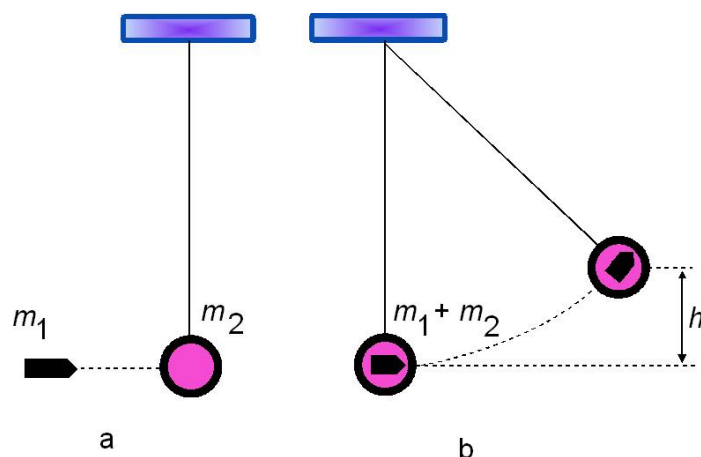


Působením stálé třecí síly  $\vec{F}_t$  po dráze  $s$  se těleso zastaví. Třecí síla vykoná přitom práci

$A = F_t s$ , která se rovná úbytku kinetické energie tělesa  $\Delta W_k = \frac{mv_1^2}{2}$ . Za předpokladu, že těleso s podložkou tvoří izolovanou soustavu těles, se úbytek kinetické energie tělesa projeví přírůstkem vnitřní energie tělesa a podložky:  $\Delta U = \Delta W_k$ .



Těleso o hmotnosti 1 kg je zavěšeno na niti. Zavěšené těleso je v klidu až do okamžiku, kdy do něho ve vodorovném směru narazí střela o hmotnosti 0,01 kg. Po srážce zůstane střela v tělese a těleso i střela se společně pohybují do výšky 0,2 m nad původní polohu tělesa (obrázek). *Vypočítejte přírůstek vnitřní energie střely a tělesa po srážce.*



$$m_1 = 0,01 \text{ kg}, m_2 = 1 \text{ kg}, h = 0,2 \text{ m}, g = 9,8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}, \Delta U = ?$$

Přírůstek vnitřní energie soustavy střela a těleso vypočítáme z rozdílu kinetických energií

$$W_{k1} = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 \text{ střely před srážkou a } W_{k2} = \frac{1}{2} (m_1 + m_2) v^2 \text{ soustavy těleso+střela po jejich srážce.}$$

Velikost rychlosti  $v$  určíme ze zákona zachování energie :

$$\frac{1}{2} (m_1 + m_2) v^2 = (m_1 + m_2) gh \quad \text{a odtud} \quad v = \sqrt{2gh}.$$

Pro situaci před srážkou zákon zachování energie nelze použít, protože část kinetické energie střely se při proniknutí do tělesa přemění na vnitřní energii soustavy těleso+střela. Při srážce ale platí zákon zachování hybnosti :

$$m_1 v_1 = (m_1 + m_2) v, \text{ odkud pro rychlost } v_1 \text{ dostaneme } v_1 = \frac{m_1 + m_2}{m_1} v = \frac{m_1 + m_2}{m_1} \sqrt{2gh}.$$

Změna vnitřní energie je pak

$$\Delta U = W_{k1} - W_{k2} = \frac{(m_1 + m_2)^2}{m_1} gh - (m_1 + m_2) gh \quad \text{a po úpravě}$$

$$\Delta U = (m_1 + m_2) \frac{m_2}{m_1} gh.$$

$$\text{Dosazení číselných hodnot } \Delta U = (0,01 + 1) \frac{1}{0,01} 9,8 \cdot 0,2 \text{ J} \approx 198 \text{ J.}$$

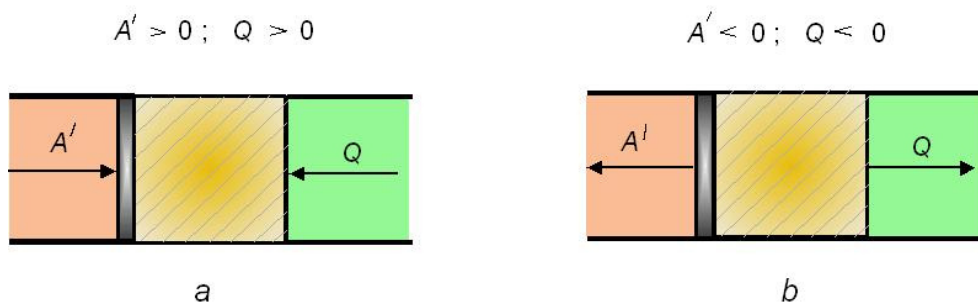
Vnitřní energie střely a tělesa se po srážce zvětšila o 198 J.



S tepelnou výměnou jsme se seznámili v odstavci 2.2.5. Při tepelné výměně mezi tělesy tvořícími izolovanou soustavu těles platí zákon zachování energie. Ponoříme-li např. do vody v tepelně izolované nádobě těleso o nižší teplotě, než je teplota vody, úbytek vnitřní energie vody  $\Delta U_1$  se rovná přírůstku

vnitřní energie tělesa  $\Delta U_2$ . Přitom platí  $\Delta U_1 = \Delta U_2 = Q$ , kde  $Q$  je teplo, které si látky předaly. Celková vnitřní energie izolované soustavy, tj. tělesa a vody, zůstává při tomto ději konstantní.

V technické praxi jsou důležité také děje, při kterých těleso (soustava) přijímá nebo odevzdává energii oběma způsoby, tj. tepelnou výměnou i konáním práce. Například plyn ve válci stlačujeme pístem a současně zahříváme stykem s teplejším tělesem (obrázek).



Vztah mezi veličinami  $A'$ ,  $\Delta U$  a  $Q$  vyjadřuje **první termodynamický zákon** :

**Přírůstek vnitřní energie soustavy  $\Delta U$  se rovná součtu práce  $A'$  vykonané okolními tělesy působícími na soustavu silami a tepla  $Q$  odevzdaného okolními tělesy soustavě.**

$$\Delta U = A' + Q. \quad 2.2.-18$$

Nahradíme-li práci  $A'$  prací  $A$  vykonanou soustavou, přičemž  $A = -A'$ , můžeme první termodynamický zákon zapsat takto :

$$Q = A + \Delta U, \quad 2.2.-19$$

což slovně znamená, že **teplo  $Q$  dodané soustavě se rovná součtu přírůstku vnitřní energie soustavy  $\Delta U$  a práce  $A$ , kterou vykonala soustava.**

Rovnice 2.2.-18 a 2.2.-19 jsou zapsány pomocí konečných hodnot veličin (integrální tvar prvního termodynamického zákona). První termodynamický zákon platí i pro diferenciálně malé hodnoty veličin (diferenciální tvar prvního termodynamického zákona) :

$$dU = dA' + dQ \quad \text{resp.} \quad dQ = dA + dU. \quad 2.2.-20$$

**Vnitřní energie  $U$  je tak zvanou stavovou funkcí.** To znamená, že její změna  $\Delta U$  závisí po proběhnutí určité změny stavu soustavy (děje) jen na hodnotách stavových veličin v počátečním a konečném stavu soustavy (na začátku a na konci děje) a **nezávisí na druhu stavové změny (děje).** V rovnicích 2.2.-20 je  $dU$  úplný (totální) diferenciál. Teplo a práce nejsou stavové funkce a jejich diferenciály v rovnicích 2.2.-20 nejsou v obecném případě úplné.

Soustava může buď přijímat energii od okolních těles, nebo energii okolním tělesům odevzdávat. Jestliže konáním práce nebo tepelnou výměnou **soustava přijímá energii**, považujeme práci vykonanou okolními tělesy za kladnou veličinu  $A' > 0$  (práce konaná soustavou je  $A < 0$ , tj. soustava práci spotřebovává) a teplo přijaté soustavou rovněž za kladné  $Q > 0$ . Jestliže soustava konáním práce nebo tepelnou výměnou **odevzdává energii** okolním

tělesům, je  $A' < 0, A > 0, Q < 0$ . Změna vnitřní energie soustavy je kladná  $\Delta U > 0$ , jestliže se vnitřní energie soustavy zvětšila. V opačném případě je změna vnitřní energie záporná  $\Delta U < 0$ . Z těchto důvodů dosazujeme číselné hodnoty příslušných veličin do rovnic 2.2.-18 a 2.2.-19 včetně znamének.

Z prvního termodynamického zákona vyplývají dříve probrané dva zvláštní případy, a to:

1. Je-li  $Q = 0$  J, dostaneme z prvního termodynamického zákona  $\Delta U = A'$  respektive  $\Delta U = -A$ , tj. při ději, při kterém se vnitřní energie mění jen konáním práce, se její změna rovná práci vykonané silovým působením okolních těles. Děj, při kterém neprobíhá tepelná výměna mezi soustavou a okolím, tj.  $Q = 0$  J, se nazývá **adiabatický děj**.
2. Je-li  $A' = A = 0$  J, vyplývá z prvního termodynamického zákona  $\Delta U = Q$ , tj. při ději, při kterém se mění vnitřní energie soustavy jen tepelnou výměnou, se její změna rovná teplu, které soustava přijala nebo odevzdala.



**U 2.2.-7** Plyn uzavřený v nádobě s pohyblivým pístem vykonal při adiabatickém ději práci 400 MJ. Určete změnu jeho vnitřní energie. Jak se změní při tomto ději teplota plynu ?

$\Delta U = -400$  MJ, teplota se sníží

**U 2.2.-8** Je možné, aby plyn předal studenějšímu tělesu teplo  $2 \cdot 10^2$  J a vykonal přitom práci  $3 \cdot 10^2$  J ? Jak se změní při tomto ději teplota plynu ?

Ano,  $\Delta U = -5 \cdot 10^2$  J, teplota se sníží



**KO 2.2.-27** Uvažujme termodynamickou soustavu plyn v nádobě. Je součástí vnitřní energie této soustavy celková potenciální energie tíhová molekul plynu ?

Není, do dané termodynamické soustavy Země nepatří

**KO 2.2.-28** Jakými ději se dá změnit vnitřní energie soustavy ?

**KO 2.2.-29** V termodynamické soustavě proběhnou mezi dvěma stavy dva různé děje. Bude změna vnitřní energie soustavy po proběhnutí jednotlivých dějů různá ?

Ne, bude stejná. Změna vnitřní energie soustavy závisí jen na hodnotách stavových veličin v počátečním a konečném stavu.

## 2.2.8. Ideální plyn, stavová rovnice



1. Umět popsat základní vlastnosti modelu ideální plyn.
2. Umět popsat rozdělení molekul ideálního plynu podle rychlostí.
3. Pochopit zavedení střední kvadratické rychlosti molekul ideálního plynu a znát vztah pro její výpočet v závislosti na termodynamické teplotě plynu.
4. Znat vztah pro střední kinetickou energii molekul ideálního jednoatomového plynu a umět pomocí něj odvodit vztah pro vnitřní energii ideálního plynu.
5. Umět vysvětlit jev tlaku plynu a znát základní rovnici pro tlak plynu.
6. Vědět, co je stavová rovnice, a znát různé tvary stavové rovnice ideálního plynu a jejich použití pro řešení úloh.
7. Znat větu o rovnoměrném rozdělení energie ideálního plynu a vztah pro vnitřní energii ideálního plynu v závislosti na počtu stupňů volnosti molekul.
8. Znat vztah pro výpočet práce plynu a naučit se jej používat k výpočtům práce pro různé děje v plynu.
9. Znat vztah pro výpočet molárních tepelných kapacit ideálního plynu.



Plynné skupenství má ze všech skupenství relativně nejjednodušší strukturu. Molekuly plynu jsou buď jednoatomové, nebo víceatomové. Mezi molekulami mohou působit jen slabé přitažlivé síly. Molekuly se pohybují rovnoměrně přímočaře, pokud nenarazí na jiné molekuly plynu nebo částice stěny nádoby.

Při odvozování zákonů platných pro plyn je vhodné nahradit skutečný plyn zjednodušeným modelem, který nazýváme **ideální plyn**. Vlastnosti molekul plynu v tomto modelu jsou:

1. **Rozměry molekul jsou** ve srovnání se střední vzdáleností molekul od sebe **zanedbatelně malé** (tj. zanedbáváme vlastní objem molekul).
2. **Molekuly nepůsobí na sebe navzájem přitažlivými silami** (zanedbáváme síly interakce mezi molekulami plynu).
3. **Vzájemné srážky molekul a srážky molekul se stěnami nádoby jsou dokonale pružné** (tj. při srážkách platí kromě zákona zachování hybnosti platí i zákon zachování mechanické energie).
4. Protože doba trvání srážky molekul je ve srovnání se střední dobou volného pohybu molekul zanedbatelná, **pohybuje se v určitém okamžiku převážná část molekul rovnoměrným přímočarým pohybem**.
5. **Pohyb molekul je dokonale neuspořádaný** (tj. všechny směry pohybu molekuly jsou stejně pravděpodobné).

Protože molekuly ideálního plynu nepůsobí na sebe navzájem silami, **je potenciální energie soustavy molekul ideálního plynu nulová**. Pak **vnitřní energie ideálního plynu**



- s jednoatomovými molekulami se rovná součtu kinetických energií jeho molekul pohybujících se neuspořádaným posuvným pohybem,
- s víceatomovými molekulami pak kromě toho zahrnuje kinetickou energii rotačního a kmitavého pohybu těchto molekul.

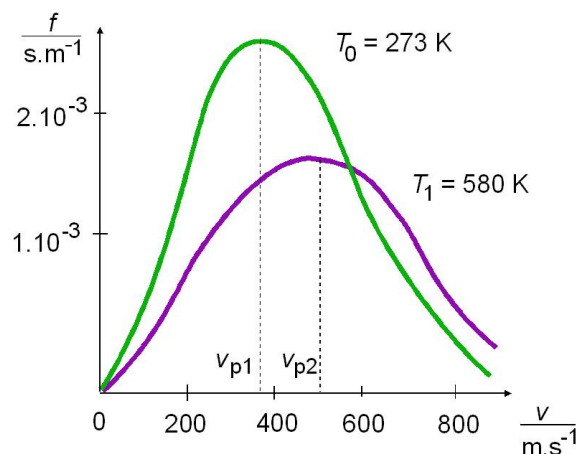
Při dostatečně vysokých teplotách a nízkých tlacích se skutečné plyny svými vlastnostmi přibližují vlastnostem modelu ideálního plynu. Např. při normálních podmínkách (teplota  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  a tlak  $1,01325 \cdot 10^5\text{ Pa}$ ) lze většinu plynů s dostatečnou přesností považovat za ideální plyn.

Všechny molekuly plynu, i když je v rovnovážném stavu, nemají v určitém okamžiku stejnou rychlost. To je způsobeno tím, že se vzájemnými srážkami molekul neustále mění velikost a směr jejich rychlosti. Z pokusů s měřením rychlostí molekul plynu plyne, že velikosti rychlosti molekul jsou v intervalu od nulových až po velmi velké (teoreticky nekonečně velké). Všechny rychlosti však v soustavě molekul plynu nejsou zastoupeny stejně četně, odpovídají nějakému statistickému rozdělení. Již dříve jsme zdůraznili, že chování obrovského počtu částic v látce lze vyšetřovat metodami matematické statistiky.

Pro popis **rozdělení molekul ideálního plynu podle rychlostí** se zavádí **rozdělovací funkce**  $f(v)$ . Hodnoty této funkce pro danou rychlost  $v$  jsou relativní počty molekul, jejichž rychlosti jsou z diferenciálně malého intervalu rychlostí  $(v, v + dv)$ , což se dá zapsat vztahem

$$f(v) = \frac{dN}{N} \frac{1}{dv}, \quad 2.2.-21$$

kde  $N$  je celkový počet molekul plynu v soustavě a  $dN$  je počet molekul s rychlostmi v intervalu  $(v, v + dv)$ . (V matematice je tato funkce hustotou pravděpodobnosti statistického rozdělení pravděpodobnosti). Analyticky funkci  $f(v)$  odvodil J.C. Maxwell a dnes se nazývá Maxwellova – Boltzmannova rozdělovací funkce. Tato funkce má tvar  $f(v) = Av^2 e^{-av^2}$ , kde  $A$ , a jsou konstanty pro danou termodynamickou teplotu  $T$ . Průběh této funkce je na obrázku pro dvě různé teploty daného plynu.



Maximum křivky grafu odpovídá nejpravděpodobnější rychlosti molekul. Z grafů vidíme, že při vyšší teplotě je relativní četnost molekul s malými rychlostmi menší a relativní četnost molekul s velkými rychlostmi větší.

Okamžité rychlosti molekul plynu nemají pro poznávání vlastností plynu význam. V úvahách se používají statistické veličiny. Největší význam má veličina, která se nazývá **střední kvadratická rychlost**.  $v_k$ . Střední kvadratická rychlost je rychlost, se kterou by se pohybovaly všechny molekuly plynu v soustavě a která je zvolena tak, aby celková kinetická energie soustavy molekul plynu pohybujících se touto rychlostí byla stejná jako kinetická energie soustavy molekul, které se pohybují rychlostmi podle daného rozdělení rychlostí.

Předpokládejme, že soustava jednoatomových molekul plynu (plyn uzavřený v nádobě) obsahuje  $N$  molekul stejné hmotnosti  $m_0$ . Z tohoto počtu má  $N_1$  molekul rychlost  $v_1$ ,  $N_2$  molekul rychlost  $v_2$ , až  $N_j$  molekul má rychlost  $v_j$ . Celková kinetická energie molekul, které konají posuvný pohyb je  $W_k = \frac{1}{2} m_0 (N_1 v_1^2 + N_2 v_2^2 + \dots + N_j v_j^2)$ . Kdyby se všechny molekuly

soustavy pohybovaly rychlostí  $v_k$  byla by celková kinetická energie soustavy  $W_k = N \frac{1}{2} m_0 v_k^2$ .

Z definice střední kvadratické rychlosti vyplývá

$$N \frac{1}{2} m_0 v_k^2 = \frac{1}{2} m_0 (N_1 v_1^2 + \dots + N_j v_j^2), \text{ takže } v_k = \sqrt{\frac{N_1 v_1^2 + \dots + N_j v_j^2}{N}}.$$

Budeme-li předpokládat, že rozdělení rychlostí je spojitě, pak místo  $N_i$  molekul pohybujících se rychlostí  $v_i$  ( $i = 1, 2, \dots, j$ ) budeme uvažovat  $dN$  molekul pohybujících se rychlostí  $v$

z intervalu  $(v, v + dv)$  a pro střední kvadratickou rychlost dostaneme  $v_k = \sqrt{\int_{(N)} \frac{1}{N} v^2 dN}$ .

Nahradíme-li  $\frac{dN}{N}$  v integrálu ze vztahu 2.2.-21 a dosadíme-li za  $f(v)$  Maxwellovu –

Boltzmannovu rozdělovací funkci dostaneme po výpočtu integrálu a úpravách pro střední kvadratickou rychlost ideálního jednoatomového plynu

$$v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad 2.2.-22$$

kde  $m_0$  je hmotnost molekuly plynu a  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$  (přibližná hodnota) je

**Boltzmannova konstanta**. Střední kvadratická rychlost se s rostoucí teplotou zvětšuje.

**Střední kinetická energie**  $W_{k0}$ , kterou má molekula ideálního plynu pohybující se posuvným

pohybem je  $W_{k0} = \frac{1}{2} m_0 v_k^2$ . Dosadíme-li za střední kvadratickou rychlost ze vztahu 2.2.-22

dostaneme pro střední kinetickou energii

$$W_{k0} = \frac{3}{2} kT. \quad 2.2.-23$$

Tento vztah nám ukazuje souvislost termodynamické teploty s kinetickou energií neuspořádaného posuvného pohybu molekul plynu. **Střední kinetická energie neuspořádaného posuvného pohybu molekul ideálního plynu je přímo úměrná termodynamické teplotě plynu.**

Ze vztahu 2.2.-23 vyplývá, že molekuly dvou různých plynů o stejných teplotách  $T$  mají stejnou střední kinetickou energii vyplývající z jejich neuspořádaného posuvného pohybu.

**Tlak plynu  $p$**  vysvětlujeme z hlediska molekulové fyziky současnými nárazy molekul plynu na stěny nádoby, ve které je plyn uzavřen. Molekuly, které dopadají na stěnu se pohybují neuspořádaně, a proto jejich počet i jejich rychlosti se neustále mění. To způsobuje, že tlak plynu není konstantní, ale kolísá kolem střední hodnoty  $p_s$ . Tento jev nazýváme **fluktuační tlak**. Při velkém počtu molekul jsou odchylky proměnných hodnot skutečného tlaku  $p$  od jeho střední hodnoty  $p_s$  velmi malé a skutečný tlak lze ztotožnit s jeho střední hodnotou  $p_s = p$ . Na základě představ o tlaku plynu v molekulové fyzice lze pro tlak odvodit vztah

$$p = \frac{1}{3} \frac{N}{V} m_0 v_k^2. \quad 2.2.-24$$

Rovnice 2.2.-24 se nazývá **základní rovnice pro tlak plynu**.

Plyn, který je v rovnovážném stavu, lze charakterizovat stavovými veličinami termodynamickou teplotou  $T$ , tlakem  $p$ , objemem  $V$  a počtem molekul  $N$  (nebo odpovídajícími veličinami – hmotností plynu  $m$  nebo látkovým množstvím  $n$ ). Rovnice, která vyjadřuje vztah mezi těmito veličinami, se nazývá **stavová rovnice**.

Dosadíme do základní rovnice pro tlak plynu 2.2.-24 za střední kvadratickou rychlost

$$p = \frac{1}{3} \frac{N}{V} m_0 \frac{3kT}{m_0}. \text{ Odtud po úpravě dostaneme}$$

$$pV = NkT. \quad 2.2.-25$$

Rovnice 2.2.-25 je stavovou rovnicí. Vyjadřuje vztah mezi veličinami  $p$ ,  $V$ ,  $T$  a  $N$ . Z této rovnice můžeme např. vypočítat počet molekul plynu  $N$  z naměřených hodnot veličin  $p$ ,  $V$ ,  $T$ .

Do stavové rovnice 2.2.-25 dosadíme za  $N$  z definice látkového množství  $n = \frac{N}{N_A}$  a dostaneme

$$pV = nN_A kT. \text{ Součinem univerzálních konstant } N_A \text{ (Avogadrova konstanta) a } k$$

(Boltzmannova konstanta) zavedeme novou univerzální konstantu  $R = N_A \cdot k$ ,

$R = 8,31 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$  (přibližně). Konstanta  $R$  je pro všechny ideální plyny stejná a nazývá se **molární plynová konstanta**. Zavedením molární plynové konstanty  $R$  dostaneme stavovou rovnici ideálního plynu ve tvaru

$$pV = nRT, \quad 2.2.-26$$

kde za  $n$  zpravidla dosazujeme  $n = \frac{m}{M}$ .

Stavové rovnice 2.2.-25 a 2.2.-26 slouží k popisu jednoho stavu ideálního plynu.

Napíšeme-li např. rovnici 2.2.-26 pro dva různé stavy téhož plynu, dostaneme  $p_1V_1 = nRT_1$  a  $p_2V_2 = nRT_2$ . Po vydělení teplotami v obou rovnicích a porovnáním levých stran rovnic dostaneme

$$\frac{p_1V_1}{T_1} = \frac{p_2V_2}{T_2} \quad \text{resp.} \quad \frac{pV}{T} = \text{konst.} \quad 2.2.-27$$

**Při stavové změně ideálního plynu stálé hmotnosti je výraz  $\frac{pV}{T}$  konstantní.**

Podívejme se ještě na některé důsledky, které vyplývají ze stavové rovnice 2.2.-25.

1. Mají-li dva ideální plyny stejný objem, teplotu a tlak, platí pro ně podle 2.2.-25 rovnice  $p \cdot V = N_1 \cdot k \cdot T$  a  $p \cdot V = N_2 \cdot k \cdot T$ , ze kterých dostáváme  $N_1 = N_2$ . To znamená, že **plyny o stejném objemu, teplotě a tlaku obsahují stejný počet molekul**. K tomuto závěru dospěl v r. 1811 úvahami o slučování plynů italský fyzik A. Avogadro. Proto se podle něj tento zákon nazývá **Avogadrovým zákonem**.

2. Molární objem plynu při normálních podmínkách ( $p_n = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa,  $T_n = 273,15$  K) se nazývá **normální molární objem**  $V_{mn}$ . Už víme, že 1 mol libovolného plynu obsahuje počet molekul, určený Avogadrovou konstantou  $N_A$ . Napíšeme-li vztah 2.2.-25 pro jeden mol ideálního plynu, který je v normálních podmínkách, dostaneme

$$p_n \cdot V_{mn} = N_A \cdot k \cdot T_n \quad \text{a odtud} \quad V_{mn} = \frac{N_A \cdot k \cdot T_n}{p_n}.$$

Po číselném dosazení dostaneme

přibližně  $V_{mn} = 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ . **Libovolný ideální plyn má při normálních podmínkách stejný molární objem  $22,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ .**

Poznámka. Při odvození stavové rovnice z hlediska molekulové fyziky se původně vycházelo z modelu ideálního plynu. Holandský fyzik van der Waals upravil stavovou rovnici pro ideální plyn na základě modelu plynu, který lépe vyjadřoval vlastnosti plynu. V tomto modelu předpokládal, že molekuly plynu mají vlastní objem a působí na sebe navzájem přitažlivými silami. **Van der Waalsova stavová rovnice** pro plyn o látkovém množství  $n$  má tvar

$$\left( p + n^2 \frac{a}{V^2} \right) (V - n \cdot b) = n \cdot R \cdot T, \quad 2.2.-28$$

kde  $a$  a  $b$  jsou konstanty závislé na druhu plynu. Van der Waalsova stavová rovnice platí pro skutečné plyny přesněji než stavová rovnice pro ideální plyn a dá se použít i při vysokých tlacích. V dalším textu budeme používat stavovou rovnici pro ideální plyn danou vztahem 2.2.-26.



V nádobě o objemu 3,0 l je dusík  $N_2$  o hmotnosti 56 g a teplotě 27 °C. *Vypočítejte jeho tlak.* Dusík za daných podmínek považujeme za ideální plyn.

$$V = 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3, \quad m = 56 \cdot 10^{-3} \text{ kg}, \quad T = 300 \text{ K}, \quad M = 0,028 \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}, \quad R = 8,31 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}, \quad p = ?$$

Tlak plynu vypočítáme ze stavové rovnice  $pV = \frac{m}{M} RT$ . Odtud

$$p = \frac{mRT}{MV} \text{ a po dosazení } p = \frac{56 \cdot 10^{-3} \cdot 8,31 \cdot 300}{0,028 \cdot 3 \cdot 10^{-3}} \text{ Pa} \approx 1,7 \cdot 10^6 \text{ Pa}$$

Za daných podmínek má dvouatomový dusík tlak asi 1,7 MPa.



**U 2.2.-9** Ideální plyn o hmotnosti 6,0 kg je uzavřen v nádobě o objemu 5,0 m<sup>3</sup> při tlaku 2,0 · 10<sup>5</sup> Pa. Vypočítejte střední kvadratickou rychlost jeho molekul.

$$7,1 \cdot 10^2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

**U 2.2.-10** Kolik molekul je v kulaté nádobě o vnitřním poloměru 3,0 cm naplněné kyslíkem O<sub>2</sub>, který má teplotu 27 °C a tlak 1,36 · 10<sup>-2</sup> Pa ?

$$3,7 \cdot 10^{14}$$

**U 2.2.-11** Jaký je tlak vzduchu v pneumatice nákladního automobilu při teplotě 20 °C a hustotě 8,0 kg · m<sup>-3</sup> ? Molární hmotnost vzduchu je přibližně 0,029 kg · mol<sup>-1</sup>.

$$6,7 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

**U 2.2.-12** Při tlaku 1 · 10<sup>5</sup> Pa a teplotě 15 °C má vzduch objem 2,0 · 10<sup>-3</sup> m<sup>3</sup>. Jaký bude tlak vzduchu, zvětší-li se jeho objem na 4,0 · 10<sup>-3</sup> m<sup>3</sup> a teplota se zvýší na 20 °C ?

$$0,51 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$



V úvodní části této kapitoly jsme definovali vnitřní energii ideálního plynu jako celkovou kinetickou energii posuvného pohybu v případě, že je tvořen jednoatomovými molekulami. V souvislosti s rozdělením molekul ideálního plynu podle rychlostí jsme odvodili vztah pro střední kinetickou energii

posuvného pohybu jednoatomových molekul (vztah 2.2.-23)  $W_{k0} = \frac{3}{2} kT$ . Je-li

v soustavě  $N$  molekul je celková kinetická energie molekul soustavy

$$W_k = NW_{k0} = N \frac{3}{2} kT = n \frac{3}{2} N_A kT = n \frac{3}{2} RT. \text{ (K úpravě jsme použili } N = n \cdot N_A \text{). Tato celková}$$

kinetická energie je vnitřní energií ideálního plynu.

Kinetická energie molekul plynu může záviset maximálně na šesti parametrech (jsou to tři složky vektoru rychlosti – na nich závisí kinetická energie posuvného pohybu a tři složky vektoru úhlové rychlosti – na nich závisí kinetická energie rotačního pohybu). Tyto parametry se nazývají stupně volnosti molekuly. **Jednoatomová molekula má tři stupně volnosti** (může se pohybovat pouze posuvným pohybem jako hmotný bod). **Dvouatomová molekula má pět stupňů volnosti** (dva atomy v molekule připomínají činku, molekula kromě posuvného

pohybu rotuje , nemůže rotovat kolem osy, na níž leží atomy). **Tří a víceatomové molekuly mají šest stupňů volnosti.**

Maxwell odvodil v kinetické teorii plynů **větu o rovnoměrném rozdělení energie ideálního plynu** (bývá také nazývána věta o ekvipartici):

**Při dané termodynamické teplotě  $T$  je střední kinetická energie připadající na jeden stupeň volnosti molekuly ideálního plynu rovna  $\frac{1}{2}kT$ .**

Kinetická energie molekuly ideálního plynu pak je  $W_{k0} = \frac{i}{2}kT$  a kinetická energie soustavy  $N$

molekul ideálního plynu  $W_k = N \frac{i}{2}kT = n \frac{i}{2}RT$ , kde  $i$  je počet stupňů volnosti molekuly a nabývá hodnoty 3 pro jednoatomové molekuly, 5 pro dvouatomové molekuly a 6 pro tří a víceatomové molekuly.

Tato kinetická energie je **vnitřní energií ideálního plynu  $U$** :

$$U = n \frac{i}{2}RT, \quad 2.2.-29$$

kde  $n$  je látkové množství ideálního plynu a  $i$  počet stupňů volnosti molekul ideálního plynu.

Ze vztahu 2.2.-29 je vidět, že **vnitřní energie ideálního plynu je stavovou funkcí pouze termodynamické teploty  $T$** . Pro změnu vnitřní energie ideálního plynu pak můžeme psát

$$\Delta U = n \frac{i}{2}R \cdot \Delta T \quad 2.2.-30$$

a pro diferenciálně malou změnu vnitřní energie ideálního plynu

$$dU = n \frac{i}{2}R \cdot dT. \quad 2.2.-31$$



*Vypočítejte změnu vnitřní energie ideálního plynu s jednoatomovými molekulami, zvýší-li se jeho teplota z 200 K na 400 K. V plynu je obsaženo  $10^{28}$  molekul.*

---

$$T_1 = 200 \text{ K}, T_2 = 400 \text{ K}, N = 10^{28}, k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}, \Delta U = ?$$

Vnitřní energie ideálního plynu je stavovou funkcí termodynamické teploty a její změna je pro jednoatomové molekuly ( $i = 3$ ) dána vztahem

$$\Delta U = n \frac{3}{2}R \cdot \Delta T = N \frac{3}{2}k \cdot \Delta T.$$

$$\text{Po dosazení } \Delta U = 10^{28} \cdot \frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot (400 - 200) \text{ J} = 41,4 \cdot 10^6 \text{ J}$$

Vnitřní energie ideálního plynu se zvětšila o 41,4 MJ.





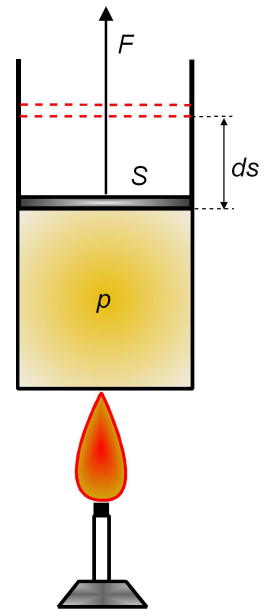
Představme si plyn uzavřený v nádobě s pohyblivým pístem. Plyn je pod tlakem  $p$  a na píst působí tlakovou silou  $F$ . Při zvětšování objemu bude konat práci (obrázek). Posune-li se píst o vzdálenost  $ds$  vykoná práci  $dA = F \cdot ds = p \cdot S \cdot ds = p \cdot dV$ , kde  $S$  je obsah plochy pístu a  $dV = S \cdot ds$  je elementární změna objemu plynu. Pro elementární práci plynu jsme tedy dostali vztah

$$dA = p \cdot dV . \quad 2.2.-32$$

**Plyn koná nebo spotřebovává práci, jen když mění svůj objem** při nějakém ději.

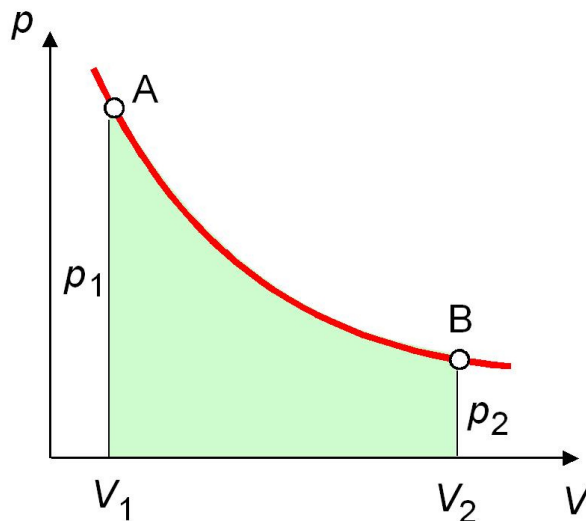
Změní-li plyn spojitě objem z hodnoty  $V_1$  na hodnotu  $V_2$  bude práce dána spojitým součtem výrazů 2.2.-32 v intervalu objemů  $\langle V_1, V_2 \rangle$ , tedy určitým integrálem výrazu  $p \cdot dV$  s dolní mezí  $V_1$  a horní mezí  $V_2$ :

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV . \quad 2.2.-33$$



Bude-li  $V_1 < V_2$ , je  $A > 0$  a plyn práci koná. Bude-li  $V_1 > V_2$ , je  $A < 0$  a plyn práci spotřebovává.

Stavovou změnu (děj) probíhající v plynu můžeme znázornit v  $p$ - $V$  diagramu, kde na svislou osu vynášíme hodnoty tlaku  $p$  a na vodorovnou osu vynášíme hodnoty objemu  $V$ . děj v plynu je znázorněn křivkou závislosti tlaku plynu na objemu  $p = p(V)$  odpovídající uvažovanému ději od stavu určeném tlakem  $p_1$  a objemem  $V_1$  do stavu určeném hodnotami  $p_2, V_2$ . Práce konaná plynem je pak úměrná velikosti obsahu vyšrafované rovinné plochy na obrázku omezené osou  $V$ , grafem závislosti  $p = p(V)$  a rovnoběžkami s osou  $p$  vedenými hodnotami  $V_1$  a  $V_2$  (geometrická interpretace určitého integrálu).



Z uvedeného vyplývá, že práce konaná plynem závisí v intervalu objemů  $\langle V_1, V_2 \rangle$  na tvaru křivky dané funkcí  $p = p(V)$ , tedy **práce plynu závisí na ději, který v plynu proběhne.**

Protože v  $p$ - $V$  diagramu lze znázornit práci konanou plynem, nazýváme tento diagram **pracovní diagram.**



Vypočítejte práci, kterou vykoná plyn při změně objemu z hodnoty  $V_1$  na  $V_2$  a) pro děj, při kterém je  $p = \text{konst.}$ , b) pro děj, při kterém je  $T = \text{konst.}$

a) K výpočtu práce použijeme vztahu 2.2.-33. Protože  $p = \text{konst.}$ , můžeme jej vytknout před integrál:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV = p \int_{V_1}^{V_2} dV = p[V]_{V_1}^{V_2} = p(V_2 - V_1) = p \cdot \Delta V .$$

b). V tomto případě již  $p$  není konstantní. Aby šla provést integrace ve vztahu 2.2.-33 potřebujeme tlak  $p$  vyjádřit jen pomocí proměnného objemu  $V$ . Ze stavové rovnice ideálního plynu (vztah 2.2.-26) vyjádříme tlak  $p = \frac{n \cdot R \cdot T}{V}$ . V tomto vztahu  $n$ ,  $R$  a  $T$  jsou konstanty, proměnnou je pouze  $V$ . Dosadíme do integrálu 2.2.-32 za  $p$  tuto funkci a provedeme integraci :

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{n \cdot R \cdot T}{V} dV = n \cdot R \cdot T \int_{V_1}^{V_2} \frac{1}{V} dV = n \cdot R \cdot T [\ln V]_{V_1}^{V_2} =$$

$$= n \cdot R \cdot T (\ln V_2 - \ln V_1) = n \cdot R \cdot T \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} .$$



**U 2.2.-13** Vzduch objemu  $0,7 \text{ m}^3$  a teploty  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  se při stálém tlaku  $1,5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  zahřeje na teplotu  $175 \text{ }^\circ\text{C}$ . Vypočítejte vykonanou práci vzduchem.

$5,3 \cdot 10^4 \text{ J}$



Molární tepelná kapacita soustavy (tělesa) je dána vztahem  $C_m = \frac{dQ}{n \cdot dT}$  (viz vztah 2.2.-16). Dosadíme-li za  $dQ$  z prvního termodynamického zákona (vztah 2.2.-20) dostaneme

$$C_m = \frac{dU + dA}{n \cdot dT} . \quad 2.2.-34$$

Uvažujme děj probíhající při konstantním objemu, tj.  $V = \text{konst.}$  Při tomto ději nekoná plyn práci, tedy  $dA = 0$ . Pro změnu vnitřní energie ideálního plynu jsme dostali vztah 2.2.-31. Dosadíme-li do vztahu 2.2.-34 za  $dA$  a  $dU$  dostaneme

$$C_{mV} = \frac{n \cdot \frac{i}{2} \cdot R \cdot dT + 0}{n \cdot dT} = \frac{i}{2} R.$$

**Molární tepelná kapacita ideálního plynu při stálém objemu** tedy je  $C_{mV} = \frac{i}{2} R$ , kde  $i = 3, 5, 6$  je počet stupňů volnosti molekuly plynu.

Vnitřní energii ideálního plynu a její změny (vztahy 2.2.-29, 2.2.-30 a 2.2.-31) lze zapsat pomocí molární tepelné kapacity při stálém objemu :

$$U = nC_{mV}T \quad , \quad \Delta U = nC_{mV}\Delta T \quad , \quad dU = nC_{mV}dT . \quad 2.2.-35$$

Nyní uvažujme děj probíhající při konstantním tlaku, tj.  $p = \text{konst.}$  Do vztahu 2.2.-34 dosadíme

$$dU = nC_{mV}dT \quad \text{a} \quad dA = pdV \quad , \quad \text{dostaneme} \quad C_{mp} = \frac{nC_{mV}dT + p \cdot dV}{n \cdot dT} .$$

Nahradíme v tomto výrazu  $p \cdot dV$  jiným výrazem, který dostaneme z úplného diferenciálu stavové rovnice 2.2.-26. Úplný diferenciál této rovnice je

$$p \cdot dV + V \cdot dp = n \cdot R \cdot dT . \quad 2.2.-36$$

Pro  $p = \text{konst.}$  je  $dp = 0$ , a tedy  $p \cdot dV = n \cdot R \cdot dT$ . Pro molární tepelnou kapacitu při

$$\text{konstantním tlaku tedy dostaneme} \quad C_{mp} = \frac{n \cdot C_{mV} \cdot dT + n \cdot R \cdot dT}{n \cdot dT} = C_{mV} + R .$$

Vztah mezi molárními tepelnými kapacitami při stálém objemu a při stálém tlaku pro ideální plyn nazýváme **Mayerova rovnice** :

$$C_{mp} = C_{mV} + R . \quad 2.2.-37$$

Dosadíme-li za molární tepelnou kapacitu při stálém objemu  $C_{mV} = \frac{i}{2} R$  do Mayerovy rovnice,

$$\text{dostaneme pro molární tepelnou kapacitu ideálního plynu při stálém tlaku} \quad C_{mp} = \frac{i+2}{2} R ,$$

kde  $i = 3, 5, 6$ . Tak např. pro ideální dvouatomový plyn je  $C_{mV} = \frac{5}{2} R$  a  $C_{mp} = \frac{7}{2} R$ .

Protože záleží na podmínkách, při kterých probíhá tepelná výměna mezi plynem a jeho okolím, není teplo stavovou funkcí. Při  $V = \text{konst.}$  je teplo dáno vztahem

$$Q = n \cdot C_{mV} \cdot \Delta T \quad \text{resp.} \quad Q = m \cdot c_V \cdot \Delta T .$$

Pro  $p = \text{konst.}$  je teplo

$$Q = n \cdot C_{mp} \cdot \Delta T \quad \text{resp.} \quad Q = m \cdot c_p \cdot \Delta T .$$



**KO 2.2.-30** *Je možné používat vztahy odvozené pro ideální plyn pro výpočty s reálným plynem ?*

**KO 2.2.-31** *Lze vypočítat okamžitou rychlost vybrané molekuly plynu ? Má tato veličina význam pro poznání vlastností plynu ?*

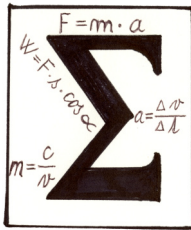
**KO 2.2.-32** *Jednoatomové molekuly dvou různých ideálních plynů při stejné teplotě T mají stejnou střední kinetickou energii posuvného pohybu. Mají plyny stejnou střední kvadratickou rychlost ?*

Ne. Molekuly plynu s menší hmotností se pohybují rychleji.

**KO 2.2.-33** *Jaký tvar má stavová rovnice pro 1 mol ideálního plynu ?*

$p \cdot V_m = R \cdot T$ , kde  $V_m$  je molární objem plynu.

**KO 2.2.-34** *Je možné dát jednoznačnou odpověď na otázku: Jaké teplo je třeba k ohřátí kyslíku o hmotnosti 1 kg z teploty 0 °C na 100 °C ? Vysvětlete.*



Při zkoumání tepelných vlastností látkových těles lze použít dvě metody zkoumání. **Termodynamická metoda** vychází z makroskopického popisu jevů, z měření stavových veličin a vztahů mezi nimi. **Statistická metoda** vychází z kinetické teorie látek a používá poznatky z teorie pravděpodobnosti a matematické statistiky.

**Kinetická teorie stavby látek** je založena na tom, že látky se skládají z částic, které se neustále a neuspořádaně pohybují a vzájemně na sebe působí silami. O pohybu částic v látkách svědčí nepřímo řada jevů (difúze, existence tlaku plynu, Brownův pohyb). Z existence vzájemného silového působení mezi částicemi vyplývá, že soustava částic tvořící těleso má potenciální energii. Je-li absolutní hodnota celkové potenciální energie částic menší než celková kinetická energie částic, pak soustava částic tvoří plyn. Platí-li obrácená nerovnost, jde o pevné těleso. U kapalin je absolutní hodnota celkové potenciální energie soustavy částic řádově srovnatelná s celkovou kinetickou energií částic.

Se strukturou látek souvisí veličiny látkové množství  $n$ ,  $n = \frac{N}{N_A}$ , a molární hmotnost  $M$ :

$$M = \frac{m}{n}.$$

Stav zkoumané **termodynamické soustavy** (tělesa) popisujeme **stavovými veličinami**. Jestliže se časově nemění vnější podmínky, ve kterých se soustava nachází, pak soustava po určité době přejde do **rovnovážného stavu**. Rovnovážný stav je stavem s největší pravděpodobností výskytu. Prochází-li soustava řadou na sebe navazujících rovnovážných stavů, pak se tento děj nazývá **rovnovážný děj**.

Tělesa soustavy, která je v rovnovážném stavu, mají stejnou **teplotu**. Teplotu těles měříme **teploměry**. Teploměr s **Celsiovou teplotní stupnicí** měří Celsiovu teplotu  $t$ , která s **termodynamickou teplotou**  $T$  souvisí podle vztahu  $t = (\{T\} - 273,15) \text{ } ^\circ\text{C}$ , resp.  $T = (\{t\} + 273,15) \text{ K}$ . Jednotka kelvin je základní jednotkou soustavy SI.

Při změně teploty tělesa dochází k jeho **teplotní roztažnosti**. Pro délkovou teplotní roztažnost těles z pevné látky platí vztah  $l = l_0 (1 + \alpha(t - t_0))$  a pro objemovou teplotní roztažnost vztah

$V = V_0 (1 + \beta(t - t_0))$ , kde pro izotropní látky je  $\beta = 3\alpha$ . Pro objemovou roztažnost kapalin platí uvedený vztah pro malé teplotní intervaly. Pro větší teplotní intervaly je nutno použít kvadratickou závislost objemu na změně teploty.

**Tepelná výměna** je děj, při kterém neuspořádaně se pohybující částice teplejšího tělesa narážejí na částice studenějšího tělesa a předávají jim část své energie. Energií, kterou při tepelné výměně odevzdá teplejší těleso studenějšímu, je **teplo**  $Q$ . Jeho diferenciálně malou změnu lze vyjádřit vztahem  $dQ = m \cdot c \cdot dt$ , resp.  $dQ = m \cdot c \cdot dT$ , kde  $c$  je **měrná tepelná kapacita**. Zejména u plynů pracujeme s **molární tepelnou kapacitou**  $C_m$ , pro kterou platí  $C_m = c \cdot M$ .

Přechod látky z jednoho skupenství do druhého skupenství nazýváme **změna skupenství**. Těleso o hmotnosti  $m$  při změně skupenství přijme nebo odevzdá **skupenské teplo**  $L$  (tání, vypařování, sublimační). Skupenské teplo vztažené na 1 kg látky je **měrné skupenské teplo**.

**Fázový diagram** látky se skládá z **křivky tání**, **křivky syté páry** a **sublimační křivky**. Každý bod příslušné křivky znázorňuje rovnovážný stav soustavy pevné a kapalně fáze, nebo kapalně a plynné fáze syté páry, nebo pevné fáze a syté páry příslušné látky. Všechny tři křivky se stýkají v **trojném bodě**, který znázorňuje rovnovážný stav pevné, kapalně a plynné fáze téže látky. Křivka syté páry je ukončena **kritickým bodem**, kterému odpovídá **kritický stav látky**. Křivky tání, syté páry a sublimace rozdělují rovinu fázového diagramu na oblasti znázorňující stavy látky v pevném, kapalném a plynném skupenství.

Pára, která je v rovnovážném stavu se svou kapalinou, je **pára sytá**. Její tlak nezávisí na objemu páry, závisí však na teplotě a druhu látky. **Přehřátá pára** má tlak a hustotu nižší než sytá pára téže teploty.

**Vnitřní energie** tělesa je rovna součtu celkové kinetické energie neuspořádaně se pohybujících částic tělesa a celkové potenciální energie vzájemné polohy těchto částic. Vnitřní energie se může měnit konáním práce nebo tepelnou výměnou. V praxi jsou důležité děje, při kterých těleso (soustava) přijímá nebo odevzdává energii oběma způsoby. Pro tyto děje platí **první termodynamický zákon**, jehož matematické formulace jsou :  $\Delta U = A' + Q$ , resp.  $Q = A + \Delta U$ . **Vnitřní energie je stavovou funkcí**, kdežto teplo a práce nikoliv.

Při odvozování zákonů platných pro plyn nahrazujeme skutečný plyn zjednodušeným modelem, který nazýváme **ideální plyn**.

Molekuly plynu, který je v rovnovážném stavu, nemají v určitém okamžiku stejnou rychlost. **Rozdělení molekul ideálního plynu podle rychlostí** je dáno **Maxwellovou – Boltzmannovou rozdělovací funkcí**. Znalost rozdělení molekul podle rychlostí umožňuje vypočítat **střední kvadratickou rychlost**  $v_k$ . Tato rychlost závisí na termodynamické teplotě podle vztahu

$v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$ , kde  $k$  je **Boltzmannova konstanta**. Pro **střední kinetickou energii**, kterou má

molekula v důsledku neuspořádaného posuvného pohybu, platí  $W_{k0} = \frac{3}{2}kT$ .

**Základní rovnice pro tlak plynu** je  $p = \frac{1}{3} \frac{N}{V} m_0 v_k^2$ .

Rovnice, která vyjadřuje vztah mezi stavovými veličinami, je **stavová rovnice**. Pro ideální plyn ji můžeme zapsat ve tvarech :  $pV = NkT$ ,  $pV = nRT$ ,  $\frac{pV}{T} = konst.$

Na základě věty o rovnoměrném rozdělení energie ideálního plynu dostaneme pro **vnitřní energii ideálního plynu**  $U = n \frac{i}{2} RT$ , kde  $i$  je **počet stupňů volnosti molekuly** plynu. **Vnitřní energie ideálního plynu je stavovou funkcí pouze termodynamické teploty**  $T$ .



**Plyn koná nebo spotřebovává práci, jen když mění svůj objem.** Práci plynu počítáme pro daný děj ze vztahu  $A = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV$ .

Při tepelné výměně plynu s okolními tělesy záleží na podmínkách, při kterých tepelná výměna probíhá. Proto má plyn dvě molární (měrné) tepelné kapacity. **Molární tepelná kapacita ideálního plynu při stálém objemu** je  $C_{mV} = \frac{i}{2}R$ , kde  $i = 3, 5, 6$  je počet stupňů volnosti

molekuly plynu. **Molární tepelná kapacita ideálního plynu při stálém tlaku** je  $C_{mp} = \frac{i+2}{2}R$ .

Vztah mezi molárními tepelnými kapacitami ideálního plynu je Mayerova rovnice :  $C_{mp} = C_{mV} + R$ .

Změnu vnitřní energie ideálního plynu je možno zapsat pomocí molární tepelné kapacity při stálém objemu  $\Delta U = nC_{mV}\Delta T$  (diferenciálně malá změna je  $dU = nC_{mV}dT$ ).