

ÚSTAV TEORETICKÉ FYZIKY A ASTROFYZIKY
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA MASARYKOVY UNIVERZITY

Termika a molekulová fyzika (F1050)

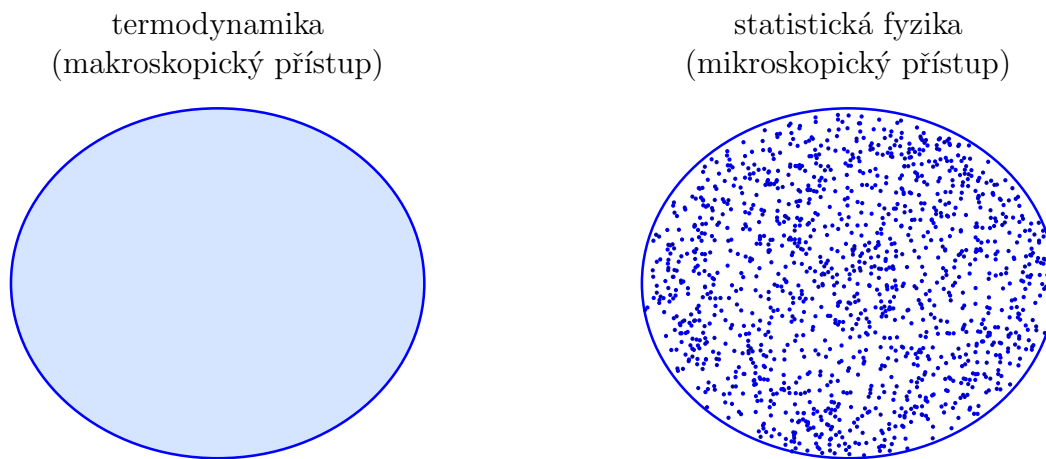
poznámky k přednáškám (zatím neúplné)

Tomáš Tyc

Poslední aktualizace: 31. října 2024

1 Úvod

- Úvodní sada pokusů
 - zamlžení napumpované flašky
 - Stirlingův motor
 - nenasytný ptáček – i jeho přiklopení průhledným oroseným kýblem
 - Crookesův mlýnek
 - difúze průlinčitou nádobou
 - nehořlavý papír
 - ráz ocelových koulí a spálený papír
 - kužel na slídě
- V tomto předmětu se budeme zabývat základy termodynamiky a statistické fyziky
- Často se mluví o nauce o teple, ale oblast zkoumání je daleko širší
- Termodynamika a statistická fyzika jsou fyzikální disciplíny, které zasahují do všech dalších částí fyziky – do mechaniky (např. při odrazu kuličky od stolu se část její kinetické energie změní na teplo, nebo u tření), teorie elektromagnetického pole (popis záření žhavého tělesa), kvantové fyziky, teorie relativity, ...
- Jak víte, skoro vše kolem nás se skládá z atomů a molekul (výjimkou je např. zmiňované záření, které se skládá z fotonů). To jsou velmi malé částice, které se pohybují velkými rychlostmi a neustále se navzájem sráží (**Příklad:** částice vzduchu v této místnosti – každý litr vzduchu obsahuje asi $2,6 \times 10^{22}$ molekul. Pro srovnání, vesmír je starý asi $4,4 \times 10^{17}$ sekund. Tedy těch molekul je asi 50000 krát více, než uplynulo sekund od velkého třesku. A sráží se s jinými molekulami více než miliardkrát za sekundu.) A každá z nich se řídí zákony mechaniky. Je možné vůbec takovýto systém popsat?
- Zdálo by se, že ne. Je nemožné napsat pro každou molekulu pohybové rovnice a řešit je, navíc nemáme k dispozici potřebné počáteční podmínky.
- Z nevýhody lze ale udělat výhodu. Tím, že je těch částic tolik, se pohyb nějaké jedné konkrétní na celku příliš neprojeví. Co je důležité, je jejich statistické chování. A to se naopak dá zkoumat velmi dobře, a velký počet částic je přitom velkou výhodou. A právě tím se zabývá statistická fyzika.
- S tím také úzce souvisí termodynamika – doslova vlastně dynamika tepla. Historicky vznikla dříve než statistická fyzika. Je pozoruhodné, že fyzikové dokázali přijít na velké množství poznatků o chování termodynamických systémů ještě předtím, než je dokázali odvodit ze statistické fyziky.
- Definování veličin jako teplota, tlak, entropie, tepelná kapacita apod. ze statistické fyziky je ale mnohem lepší, než se o to pokoušet čistě termodynamicky, bez představy o molekulách a jejich pohybu.
- My v této přednášce budeme kombinovat oba přístupy. Nechci zvolit jen ten termodynamický, protože bychom dobře nevnímali, z čeho ty poznatky vlastně plynou, a mohlo by to působit trochu jako černá skříňka. Na druhou stranu ale nechci zvolit ani přístup vycházející ryze ze statistické fyziky – to by bylo v 1. ročníku dost abstraktní. Proto si některé veličiny, třeba právě teplotu, zadefinujeme napřed intuitivně a teprve později jí dáme ten mikroskopický význam.
- Přístup termodynamiky a statistické fyziky lze zjednodušeně ilustrovat jako na obrázku 1.

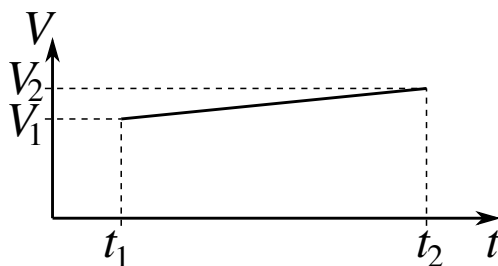


Obrázek 1: Ilustrace termodynamického a statistického přístupu.

2 Tepelná rovnováha, teplota

- Co je vlastně teplota? Definovat ji korektně není vůbec triviální. Zkusíme napřed intuitivní definici, kterou budeme později zpřesňovat
- Teplota je veličina, kterou měříme teploměrem. Jak to děláme? Přiložíme teploměr, třeba lékařský. Odečteme teplotu ihned? Ne, až po nějaké době. Proč? Aby se stihla vyrovnat teplota teploměru s teplotou tělesa. Z toho hned vidíme dvě zajímavé věci:
 - teploty těles, která jsou ve vzájemném kontaktu, se vyrovnávají – říkáme, že se systémy dostávají do vzájemné **tepelné rovnováhy**
 - vytvoření tepelné rovnováhy nějakou dobu trvá
- Podobně funguje skladování věcí v ledničce. To je vlastně jenom skříňka o určité nízké teplotě uvnitř. Když do ní něco dáme, tak využíváme toho, že to po čase získá stejnou teplotu jako vnitřek ledničky
- Systém je (sám o sobě) v tepelné rovnováze, jestliže jsou v tepelné rovnováze jeho jednotlivé části, na které můžeme systém pomyslně rozdělit. Doba, kterou mu trvá dostat se do tepelné rovnováhy – tzv. **relaxační doba**.
- Ukazuje se, že relaxační doba silně závisí na velikosti systému a zhruba roste s druhou mocninou jeho lineárních rozměrů. Příklad: máme ocelovou krychličku o hraně 1 cm, jejíž jednu stěnu zahříváme na 100°C a protější udržujeme na 0°C . Když ji přestaneme zahřívát a chladit, po nějaké době se ustaví tepelná rovnováha, při níž bude teplota víceméně všude stejná (odhadem několik málo minut). Pokud totéž zopakujeme s kostkou o hraně 10 cm, bude to trvat $100\times$ déle. A pro milimetrovou kostičku se rovnováha ustaví za pár sekund.
- Jak má vypadat tento **tepelný kontakt**, při kterém se teploty budou vyrovnávat? Většinou je to kontakt mechanický, kdy se tělesa přímo dotýkají. Tepelný pohyb molekul jednoho tělesa se přitom přímo přenáší na pohyb molekul druhého. Příklad: položím ruku na horké topení; molekuly v mé ruce se začnou víc rozkmitávat srážkami s rychlejšími molekulami horkého topení, a ruka se bude zahřívát (zvyšovat teplotu). Termoreceptory v mé kůži reagují na zvýšení teploty ruky, cítím pálení. Pokud naopak sáhnu na kus ledu, bude tepelný pohyb molekul v mé ruce utlumován srážkami s pomalými molekulami ledu a ruka bude chladnout – cítím chlad.

- Tepelný kontakt ale může nastat i bez přímého dotyku, a sice elektromagnetickým zářením – např. do červena rozžhavené železo nebo svítící vlákno žárovky odevzdává většinu své tepelné energie do okolí zářením, nikoli přímým kontaktem se vzduchem. Podobně Země takto odevzdává v podstatě veškerou svoji energii. To se projevuje tak, že Země v noci chladne (ale pokud je zataženo, chladne pomaleji, protože tepelný kontakt s okolím je horší – mraky tepelné záření odrážejí zpět k zemi).
- Při tepelném kontaktu proudí mezi tělesy energie, a to z teplejšího tělesa (tj. toho o vyšší teplotě) na chladnější.
- Teploměry využívají závislosti nějaké veličiny (tzv. **termického parametru**) na teplotě, nejčastěji objemu (jako v klasickém rtuťovém nebo lihovém teploměru)



Obrázek 2: K zavedení teplotní stupnice.

- Zdefinujeme dvě referenční teploty t_1 a t_2 , např. u Celsiovy stupnice je to teplota tání ledu (0°C) a varu vody (100°C) při normálním tlaku. Těmto teplotám odpovídají určité objemy rtuti V_1 a V_2 . A mezi těmito hodnotami vytvoříme (většinou) rovnoměrnou stupnici, viz obrázek 2.
- Z naměřeného objemu V najdeme měřenou teplotu t podle lineárního vztahu $t(V) = aV + b$, kde a, b jsou konstanty, které určíme z vztahů $t_1 = t(V_1)$ a $t_2 = t(V_2)$. Odtud $a = (t_2 - t_1)/(V_2 - V_1)$ a $b = (t_1V_2 - t_2V_1)/(V_2 - V_1)$ a výsledná (naměřená) teplota je

$$t = t_1 + \frac{t_2 - t_1}{V_2 - V_1} (V - V_1)$$

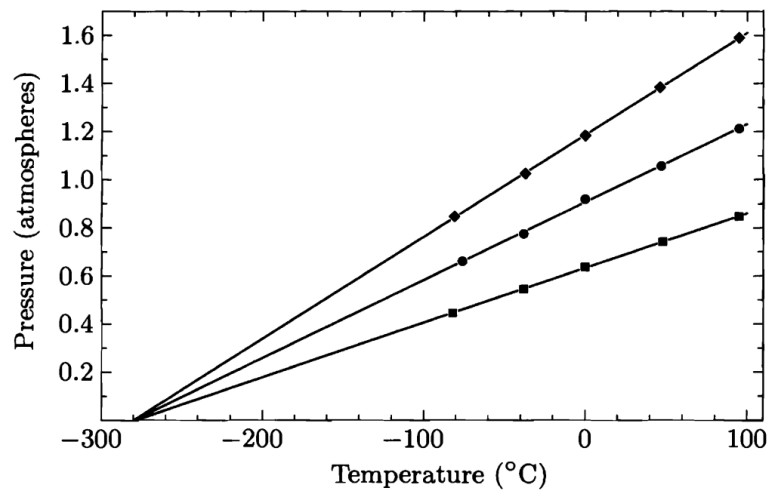
- Plynový teploměr – většinou sledujeme tlak daného množství plynu uzavřeného v nádobě o pevném objemu (viz obr. 3(a)), postupujeme obdobně jako při odvození teploty z objemu.
- Zajímavá je ovšem jedna věc – jestliže závislost $p(t)$ lineárně *extrapolujeme* pod naměřenou oblast (viz obrázek 3(b)), vypadá to, jakoby při určité teplotě, přibližně při -273°C , měl být tlak nulový; tuto teplotu nazýváme **absolutní nula** (přesně je to $-273,15^\circ\text{C}$) a odpovídá nulové teplotě na speciální, tzv. **absolutní teplotní stupnici**.
- Jednotkou teploty v této stupnici je 1 kelvin (K) a dílek této stupnice je stejně velký jako dílek Celsiovy stupnice; obě stupnice se liší jen polohou nuly. O významu absolutní teplotní stupnice se dozvíme více později.

2.1 Několik poznámek k záření těles

- Když už jsme se zmínili o tepelném kontaktu zprostředkovaném zářením, ukážeme si jednu zajímavou věc. Často se mluví o záření (absolutně) černého tělesa a říká se, že toto záření je silnější než záření jiných těles (třeba bílého tělesa) na stejné teplotě. Proč tomu tak je?



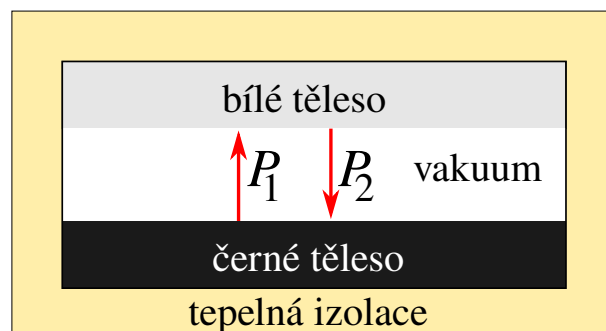
(a)



(b)

Obrázek 3: (a) Praktická realizace plynového teploměru. (b) Naměřené závislosti tlaku na teplotě v nádobě daného objemu pro několik různých množství plynu (diskrétní body) a jejich proložení přímkami. Závislosti ukazují, že teplotě $t_0 = -273,15^\circ\text{C}$ by měl odpovídat nulový tlak. To je teplota tzv. absolutní nuly. Ve skutečnosti ovšem plyn zkapalní dříve, než této teploty dosáhne. Obrázek (b) je převzat z [1].

- Představme si dvojici těles z různých materiálů – jedno je bílé a druhé černé, viz obr. 4. Tělesa mají stejnou teplotu, jsou ve vzájemném tepelném kontaktu zprostředkovaném zářením a jsou tepelně izolována od okolí.
- Označíme P_1 tok energie elektromagnetického záření v mezeře mezi tělesy od černého k bílému a podobně P_2 tok v opačném směru.
- Pokud by se oba toky lišily, vznikala by v jednom směru přebytek, takže jedno těleso by získávalo energii od druhého, ohřívalo by se a druhé by se zase ochlazovalo – tělesa by tedy nemohla být v termodynamické rovnováze. Jestliže v rovnováze jsou, což je dáno rovností jejich teplot, musí platit $P_1 = P_2$.
- Tok P_1 je dán čistě zářením černého tělesa. Naproti tomu tok P_2 je dán součtem vlastního záření bílého tělesa a záření, které se od něj odráží.



Obrázek 4: Dvě tělesa, černé a bílé, ve vzájemném tepelném kontaktu zprostředkovaném jen zářením. Jednoduchou úvahou přijdeme na to, že černé musí zářit více než bílé.

- Aby platilo $P_1 = P_2$, musí tedy být vlastní záření černého tělesa silnější než vlastní záření bílého – černé těleso tedy září více než bílé.

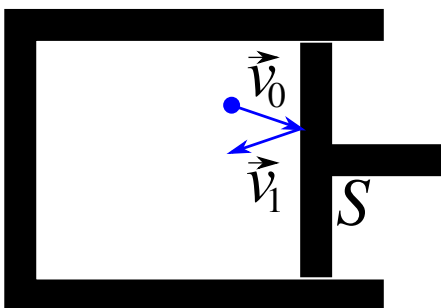
- Lze to dokonce i kvantifikovat – jestliže bílé těleso má pohltivost α (u černého předpokládáme pohltivost 1) a jeho čistě vyzařovaný tok energie je P_3 , pak platí $P_1 = P_2 = P_3 + (1 - \alpha)P_1$, odkud $P_3 = \alpha P_1$. Tedy např. pokud bílé těleso pohlcuje 5% dopadající energie a 95% odráží, pak jeho vlastní záření odpovídá jen 5% záření absolutně černého tělesa.
- Jak pozorovat jen vlastní záření? Umístíme těleso tak, aby nebylo ničím osvětleno. Např. v noci nebo ve tmavé místnosti budeme pozorovat žhavou bílou a černou kuličku téže teploty; černá pak bude svítit více.
- Není důležité, jak „černost“ tělesa realizujeme – zda materiálem nebo dutinou. Pokaždé září černé těleso více.
- Můžeme si ještě položit zajímavou otázku: Co uvidíme při pohledu malou dírkou do nažhavené dutiny (pece), jejíž vnitřek i všechna tělesa v ní mají stejnou teplotu, a je v ní umístěno bílé a černé těleso? Mohlo by se zdát, že černé bude jasnější. Ale to je omyl – černé sice více září, ale bílé těleso zase více odráží záření, které všude v peci je, takže obě budou stejně jasná. Uvidíme jen homogenně zářící plochu, nerozeznáme od sebe ani tělesa, ani stěny pece.

3 Stavové veličiny, stavové rovnice

- Viděli jsme, že pro systém v termodynamické rovnováze můžeme definovat teplotu. Ta je dána přímo stavem systému (je funkcí tohoto stavu), proto o ní říkáme, že je to stavová veličina.
- Kromě teploty existují i další stavové veličiny, např. tlak.

3.1 Tlak

- **Pokusy na tlak:** atmosférický tlak demonstrovaný pomocí injekční stříkačky, destička přikrytá papírem – utrhne se provázek, model magdeburských polokoulí, velká přísavka, přehazování kanystru s vodou, (malá lihová raketa?).



(a)



(b)

Obrázek 5: (a) Při nárazu do stěny nádoby (v tomto případě do pístu ve válci s plynem) předá molekula stěně určitou hybnost, protože její rychlost \vec{v}_1 po srážce je jiná než rychlost \vec{v}_0 před srážkou. To se projeví jako síla, která po dobu srážky na stěnu působí. (b) Ilustrace mikroskopického mechanismu působení tlaku vzduchu pomocí přehazování pětilitrové lahve s vodou.

- Představme si nádobu s plynem, viz obr. 5(a). Molekuly plynu, kterých je obrovské množství, se spolu neustále srážejí a narážejí i do stěn nádoby.
- Při každé srážce předá molekula stěně určitou hybnost. To se projeví jako síla, kterou molekula na stěnu působí.
- Názorně se to dá ilustrovat pěkným pokusem – viz obr. 5(b): Dva lidé si přehazují pětilitrovou láhev vody, přičemž jeden nebo oba sedí na pojízdné židli nebo stojí na pojízdném vozíku. Přitom láhev reprezentuje molekulu a lidé protější stěny nádoby. Láhev jim předává hybnost, podobně jako molekula stěně nádoby. To je od sebe odtlačuje, což se projeví tím, že se začnou od sebe rozjíždět.
- Tlakové síly jsou v podstatě odpudivé síly mezi molekulami a stěnou nádoby, když se k sobě příliš přiblíží. U plynu tyto síly působí jen velmi krátce během srážky; u kapalin ale daná molekula může být v těsnějším kontaktu se stěnou nádoby, takže může tlačit na stěnu po delší dobu než u plynu.
- Může být tlak i záporný? Ano, ale jen v situacích, když se výrazně projevují přitažlivé síly mezi molekulami. U plynu se to stát nemůže, u kapalin ano, ale není toho snadné docílit (je třeba, aby kapalina byla velmi čistá) a u pevných látek je to běžné, např. když je natahujeme.
- Tlak samozřejmě můžeme definovat i uvnitř nádoby s plynem v místě, kde žádná stěna není. V takovém případě bychom si museli vymezit určitou pomyslnou plošku a zkoumat síly, kterými na sebe navzájem působí molekuly na různých stranách této plošky. Pro názornější představu o tlaku je ale asi lepší nejprve uvažovat o tlaku v místě stěny nádoby.
- Tlak svazuje sílu \vec{F} , kterou molekuly plynu působí na malý element stěny nádoby, plochu tohoto elementu S , a normálový vektor \vec{n} k plošce orientovaný směrem vnější normály ke stěně nádoby, na kterou síla působí, jako $\vec{F} = -pS\vec{n}$.
- U systému v termodynamické rovnováze (při absenci vnějšího silového pole) je tlak ve všech místech stejný. Kdyby totiž nebyl, vznikly by makroskopické síly, které by působily na části systému, ty by se následně daly do pohybu a stav systému by se začal měnit. Ale to by znamenalo, že systém nemohl být v termodynamické rovnováze.
- Vyrovnání tlaků v různých místech systému je obvykle mnohem rychlejší než vyrovnání teplot.

3.2 Objem, hustota

- Objem V je rovněž důležitou stavovou veličinou.
- Další stavová veličina, hustota, souvisí s objemem a hmotností systému jako $\rho = m/V$.

3.3 Stavové rovnice

- Pro systém v termodynamické rovnováze nejsou všechny stavové veličiny nezávislé. Pro jednoduchý (jednosložkový) systém, např. vzduch v nádobě, voda v nádobě (ale ne voda s ledem nebo voda + vodní pára, to už by byly vícesložkové systémy) existuje jednoznačný vztah mezi teplotou, objemem a tlakem. Takový vztah se nazývá **(termická) stavová rovnice**.
- Pro zadání stavu daného systému v rovnováze tedy stačí zadat dvě stavové veličiny a ostatní se z nich dopočítají. Často se za tyto veličiny volí tlak a objem a stavy se pak znázorňují jako body v tzv. PV diagramu.

- Kromě vztahu mezi veličinami p, V, T (tj. termické stavové rovnice) je pro úplnou informaci o systému potřeba zadat také závislost energie na dalších stavových veličinách – to vyjadřuje **kalorická stavová rovnice**.
- Soubor stavových rovnic obsahuje veškerou makroskopickou informaci o systému.

3.4 Některé jednotky

- V molekulové fyzice je důležitým parametrem počet částic v daném systému. Tento počet je ale většinou astronomický. Proto si lidé zvykli počítat částice trochu jinak – zavedli tzv. **látkové množství**, které měříme jednotkou mol. V jednom molu látky (třeba vody) je $N_A \approx 6,02 \times 10^{23}$ molekul, počet daný tzv. **Avogadrovou konstantou**. Ta byla původně definována jako počet atomů uhlíku ve 12-ti gramovém kousku uhlíku ^{12}C , od roku 2009 (po revizi soustavy SI) je definována jako přesný počet $N_A = 6,02214076 \times 10^{23}$ částic.
- Počet částic ve n molech látky je tedy $N = nN_A$
- Velmi důležitá je Boltzmannova konstanta, která v určitém smyslu, který bude osvětlen později, udává vztah mezi jednotkou energie (joule) a jednotkou teploty (kelvin) jako $k \approx 1,38 \times 10^{-23}$ J/K. Boltzmannova konstanta se obvykle značí k_B , my ji kvůli stručnosti budeme značit jen jako k .

4 Ideální plyn

- Často zkoumaným a důležitým systémem v termodynamice je tzv. **ideální plyn**. Je to soubor částic, které spolu neinteragují s výjimkou velmi krátkých pružných srážek, při kterých si vyměňují část své hybnosti a energie. Rovněž velikost částic považujeme za velmi malou ve srovnání s průměrnou vzdáleností sousedních částic v plynu. Jinými slovy, objem samotných molekul je proti objemu plynu zanedbatelný, většinu objemu ideálního plynu tedy tvoří „prázdné místo“.
- Reálné plyny (např. vzduch při normální teplotě a tlaku) nejsou zcela ideální, ale poměrně dobře se svými vlastnostmi ideálnímu plynu blíží. Ale třeba dusík stlačený na 200 atmosfér v tlakové láhvi už příliš ideální plyn není.
- Experiment odhaluje, že tlak, teplota a objem zředěných plynů v rovnovážném stavu jsou spolu svázány **stavovou rovnicí ideálního plynu**

$$pV = nRT = NkT, \quad (1)$$

kde R je tzv. molární plynová konstanta, $R = N_A k \approx 8,31$ J/(mol.K)

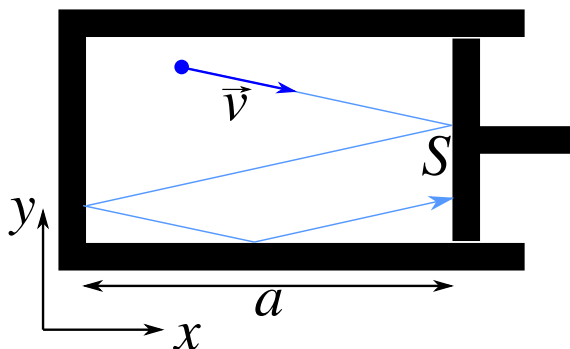
- **Kalorická stavová rovnice ideálního plynu** má tvar

$$E = \alpha nRT = \alpha NkT, \quad (2)$$

kde α je konstanta závislá na konkrétním plynu a liší se např. pro jednoatomový, dvouatomový atd.; zajímavé je, že termická SR je pro všechny plyny identická.

4.1 Model jednoatomového ideálního plynu

- Bylo by možné nějak zjistit, jaký tlak vyvíjí ideální plyn na stěny nádoby? Ano, uděláme to v následujícím.
- Budeme uvažovat nejprve zjednodušený model, kdy máme všeho všudy jen jednu molekulu bez vnitřní struktury (především bez rotačních stupňů volnosti) a lze ji tedy považovat za hmotný bod. Takové molekuly mají především vzácné plyny (hélium, neon, argon, krypton, ...). Molekula se pružně odráží od stěn nádoby, viz obrázek 6.

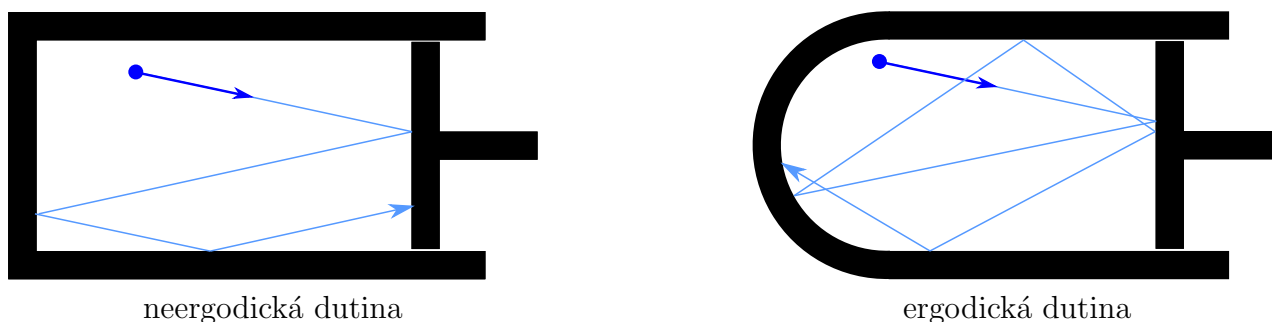


Obrázek 6: Molekula odrážející se uvnitř nádoby.

- Spočítáme sílu, jakou molekula působí na píst na pravé straně nádoby. Okamžitá síla velmi kolísá – po většinu doby je nulová, dokud se molekula pístu nedotýká; pak je během nárazu molekuly na píst po krátkou chvíli velká a pak zase nulová. Nás bude zajímat průměrná síla vystředovaná přes dlouhý čas, kdy došlo k mnoha nárazům molekuly na píst.
- Řekněme, že jedna srážka trvá (velmi krátkou) dobu τ , během níž má molekula konstantní zrychlení ve směru x o velikosti a_x . Pak síla působící na molekulu po dobu srážky má velikost $F_{x,s} = ma_x$. Zároveň musí dojít ke změně x -ové složky rychlosti molekuly o $\Delta v_x = -2v_x$ (pružná srážka), proto platí $a_x\tau = 2v_x$ a tedy $F_{x,s} = 2mv_x/\tau$. Podle 3. Newtonova zákona působí po dobu srážky stejně velkou silou molekula na píst, ovšem tato síla směřuje doprava (v kladném směru osy x).
- Průměrnou velikost síly působící na píst zjistíme tak, že určíme, jakou část z dlouhého časového intervalu T zaberou samotné srážky; srážka nastane jednou za dobu $2a/v_x$ a trvá dobu τ , takže relativní doba trvání srážek z celkové doby pohybu molekuly je $\tau/(2a/v_x) = v_x\tau/(2a)$ a zprůměrovaná síla na píst je tedy $\langle F_x \rangle = F_{x,s} \cdot v_x\tau/(2a) = mv_x^2/a$.
- Všimněme si, že výsledek nezávisí na době τ trvání jedné srážky – ta se vykrátí. Toto je obecný princip – nezáleží dokonce ani na tom, jak přesně srážka probíhá, jestli je při ní zrychlení molekuly konstantní nebo ne, důležitá je hlavně změna hybnosti molekuly (ve směru osy x) během srážky.
- Průměrný tlak pak dostaneme vydělením průměrné síly plochou pístu S :

$$p = \frac{mv_x^2}{aS} = \frac{mv_x^2}{V} \quad (3)$$

- V našem příkladu dutiny ve tvaru kvádrů svírá vektor rychlosti molekuly stálý úhel s osou x , proto je velikost složky rychlosti v_x vystupující v rovnici (3) ve stále stejném poměru k velikosti celkové rychlosti v . To je ale velmi speciální případ.
- V případě dutiny ne tak pravidelného tvaru, např. napravo na obrázku 7 – tzv. ergodická dutina, molekula vystřídá nejrůznější směry pohybu, takže složka rychlosti v_x se neustále mění; nás bude zajímat střední hodnota výrazu v_x^2 vystupujícího v rovnici (3).



Obrázek 7: V dutině pravidelného tvaru (vlevo, tzv. neergodická dutina) střídá částice jen několik směrů rychlosti. V ergodické dutině (vpravo) střídá částice nejrůznější směry rychlosti a směr rychlosti lze tak považovat za náhodný.

- Střední hodnotu v_x^2 určíme snadno, když si uvědomíme, že platí $v^2 = \langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \rangle = \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle$. Všechny směry jsou díky náhodnosti směru pohybu v ergodické dutině rovnocenné, proto na každý člen připadne třetina celkové hodnoty v^2 a bude tedy platit

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \frac{v^2}{3} = \frac{2E}{3m}, \quad (4)$$

kde E je kinetická (a současně i celková) energie molekuly.

- Zkombinováním tohoto výsledku s rovnicí (3) dostaneme

$$p = \frac{2}{3} \frac{E}{V}. \quad (5)$$

- Je pozoruhodné, že výsledek nezávisí na tvaru dutiny ani na hmotnosti molekuly.
- Nyní si představme, že v dutině není jedna, ale N molekul, které vzájemně neinteragují. Každá z nich vyvíjí svými nárazy na píst tlak daný rovnicí (5). Celkový tlak je součtem tlaků od jednotlivých molekul, podobně je to s jejich celkovou energií, proto můžeme říci, že rovnice (5) platí i pro plyn sestávající z N neinteragujících částic.
- Podrobnější rozbor by ukázal, že výsledek se nezmění ani tehdy, jestliže mezi molekulami bude docházet ke srážkám. Proto rovnice (5) platí i pro ideální plyn, jehož molekuly se srážejí.
- Je tento výsledek užitečný? Ano, a to mnoha způsoby. Například jej můžeme zkombinovat s experimentálně zjištěnou stavovou rovnicí ideálního plynu (1) a získáme výsledek

$$E = \frac{3}{2} NkT \quad (\text{pro jednoatomový ideální plyn}) \quad (6)$$

To znamená, že na každou molekulu jednoatomového ideálního plynu připadá energie $\frac{3}{2}kT$.

- Dá se také říci, že na každý translační stupeň volnosti (tj. na směr x , y , a z) připadá energie $\frac{1}{2}kT$. To je obsahem tzv. **ekvipartičního teorému**.

4.2 Víceatomový ideální plyn

- Většina reálných plynů má molekuly složené z více atomů, například kyslík O_2 , dusík N_2 , amoniak (čpavek) NH_3 , metan CH_4 , voda (vodní pára) H_2O . Tyto molekuly nelze považovat za hmotné body, ale je třeba uvažovat i jejich rotaci. Při srážkách se molekuly roztáčí na nepředstavitelné

frekvence (pro molekuly dusíku za pokojové teploty je to kolem 10^{12} Hz). V těchto stupních volnosti je také ukryta určitá energie – kinetická rotační. Ukazuje se, že v každém rotačním stupni volnosti je při dané teplotě energie stejná jako v translačních stupních volnosti, tedy $\frac{1}{2}kT$ na jednu molekulu.

- Kromě toho molekuly také mohou kmitat (podobně jako závaží spojená pružinami). To se však projeví až při vyšších teplotách; při pokojové teplotě jsou tyto stupně volnosti „zamrzlé“ a je v nich ukryta jen velmi malá energie, což plyne ze zákonů kvantové mechaniky.
- Označíme počet stupňů volnosti molekuly písmenem f . Pro jednoatomovou molekulu bude $f = 3$ (tři translační stupně volnosti), pro dvouatomovou molekulu $f = 5$ (k translačním navíc dva rotační stupně volnosti), pro tří- a víceatomovou molekulu bude $f = 6$ (k translačním navíc tři rotační stupně volnosti). Pak celková energie molekuly při teplotě T je $\frac{1}{2}fkT$ a rovnici (6) je třeba modifikovat na

$$E = \frac{f}{2} NkT \quad (\text{pro ideální plyn s } f \text{ stupni volnosti}). \quad (7)$$

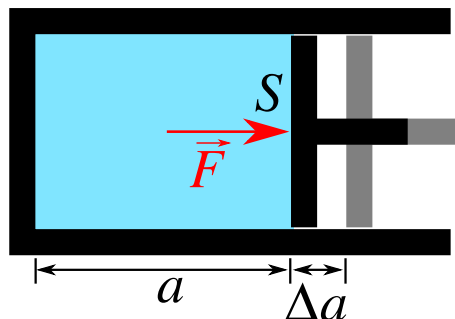
Tím jsme vlastně dostali kalorickou stavovou rovnici (2), konstanta α v ní je svázána s f vztahem $\alpha = f/2$.

- Podobně jako u jednoatomového ideálního plynu můžeme vyjádřit tlak pomocí energie:

$$p = \frac{2E}{fV}. \quad (8)$$

5 První věta termodynamická

- Uvažujme nějaký termodynamický systém. Budeme zkoumat, jak se mění jeho energie. Ta se může například měnit tak, že systém odevzdává nebo přijímá mechanickou práci (jiné formy práce, např. magnetickou, nebudeme v tomto kurzu uvažovat).
- Pro výpočet práce vykonané systémem uvažujme pro konkrétnost plyn uzavřený v nádobě s pístem (viz obr. 8). Plyn působí na píst silou o velikosti $F = pS$, kde S je plocha pístu. Jestliže se píst posune o malou vzdálenost Δa , vykoná síla F práci $F\Delta a = pS\Delta a = p\Delta V$. O tuto hodnotu musí klesnout energie plynu, aby byla celková energie zachována, pro změnu energie plynu tedy platí $\Delta E = -p\Delta V$.



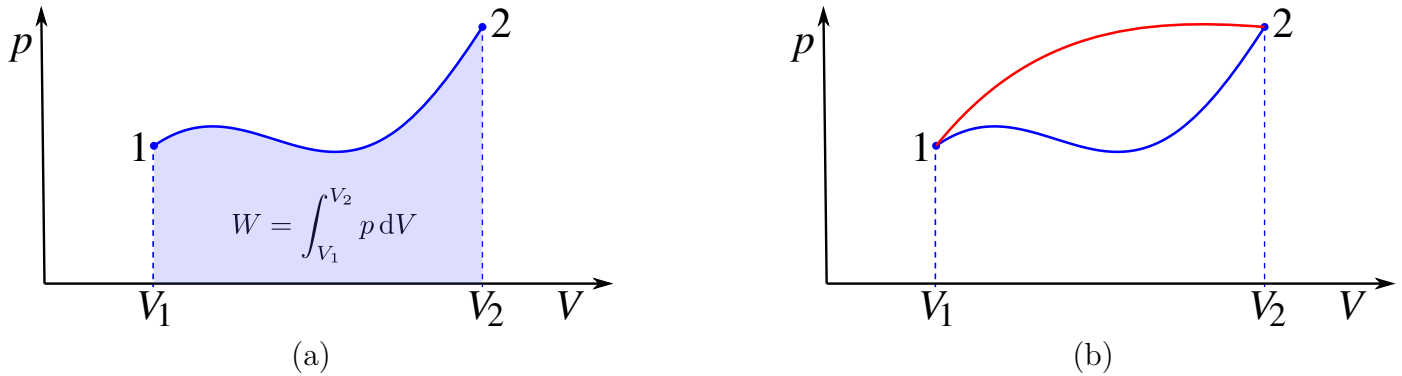
Obrázek 8: Při vysunutí pístu o malou vzdálenost Δa vykoná plyn svou tlakovou silou, kterou působí na píst, práci $W = F\Delta a = pS\Delta a = p\Delta V$.

- Většinou ale tlak není při vysouvání pístu (nebo obecně při změně objemu systému) konstantní. Práce vykonaná plynem v této situaci bude obecně dána integrálem

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p \, dV, \quad (9)$$

kde V_1 a V_2 je počáteční a koncový objem systému a tlak p je obecně funkcí objemu.

- V tzv. pV diagramu je práce vykonaná systémem dána plochou pod křivkou $p(V)$, viz obr. 9(a).



Obrázek 9: (a) Při změně objemu z V_1 na V_2 vykoná systém práci $W = \int_{V_1}^{V_2} p \, dV$, která je dána modrou plochou pod křivkou vyznačenou na obrázku. (b) Práce při přechodu ze stavu 1 do stavu 2 závisí na konkrétním ději, kterým přechodu dosáhneme. Proto práce není stavová veličina.

- Práce při přechodu ze stavu 1 do stavu 2 závisí na konkrétním ději, kterým přechodu dosáhneme, takže se liší například pro červenou a modrou křivku v obr. 9(b). Proto danému stavu nemůžeme přiřadit práci a práce tedy není stavová veličina.
- Kromě toho se energie systému může měnit tím, že je v tepelném kontaktu s jinými tělesy, od nichž přijímá (nebo jim odevzdává) energii. Tuto formu přenosu energie nazýváme **teplo**.
- Pokud při nějakém procesu bude docházet jak k přenosu tepla, tak ke konání práce, bude celková změna energie dána součtem obou příspěvků:

$$\Delta E = Q - W \quad (10)$$

Přitom Q je teplo dodané systému a W práce, kterou systém vykoná; protože tuto práci systém odevzdává, projeví se v energiové bilanci záporným znaménkem.

- Rovnice (10) je tzv. 1. věta termodynamická a v podstatě je vyjádřením zákona zachování energie.
- Podobně jako práce závisí i přijaté či odevzdané teplo na konkrétním ději; proto ani teplo není stavová veličina.
- Velmi užitečnou veličinou je **tepelná kapacita** systému. Je to teplo, které musíme systému dodat, abychom zvýšili jeho teplotu o jednotku teploty (jeden stupeň). Tedy

$$c = \frac{dQ}{dT} \quad (11)$$

6 Speciální děje ideálním plynu

- Budeme se nyní zabývat některými ději v ideálním plynu, při kterých se některá veličina (např. tlak, teplota, objem) nemění.

6.1 Izochorický děj

- Při izochorickém ději se nemění objem systému. Proto systém ani nekoná práci, tj. $W = 0$, a změna jeho energie je dána čistě tepelnou výměnou s okolím. Pro dodané teplo tedy platí

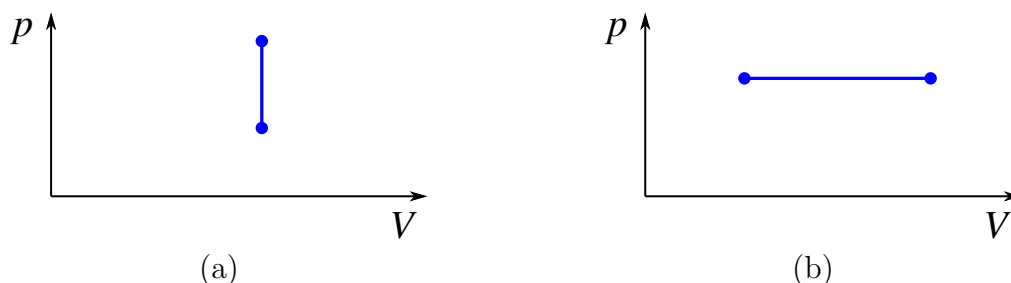
$$dQ = dE \quad (12)$$

a tepelná kapacita (kterou v tomto případě značíme c_V), je $c_V = dE/dT$.

- Pro ideální plyn s f stupni volnosti s využitím rovnice (7) dostáváme pro izochorickou tepelnou kapacitu

$$c_V = \frac{dE}{dT} = \frac{1}{2}fNk \quad (13)$$

- Ze stavové rovnice (1) plyne, že při izochorickém ději je tlak přímo úměrný teplotě plynu. Nulové absolutní teplotě by tedy měl odpovídat nulový tlak, jak už jsme zmiňovali. (Ve skutečnosti ovšem při ochlazení plynu vždy dojde při určité teplotě k jeho zkapalnění.)
- V PV diagramu je děj reprezentován svislou úsečkou, viz obr. 10(a).



Obrázek 10: Znázornění (a) izochorického a (b) izobarického děje v PV diagramu. Počáteční a koncový stav děje je vyznačen modrou tečkou.

6.2 Izobarický děj

- Při izobarickém ději se nemění tlak v systému. Ze stavové rovnice proto plyne $d(pV) = pdV = NkdT$, z rovnice (7) plyne $dE = \frac{1}{2}fNk dT$, a 1. věta termodynamická tedy dá

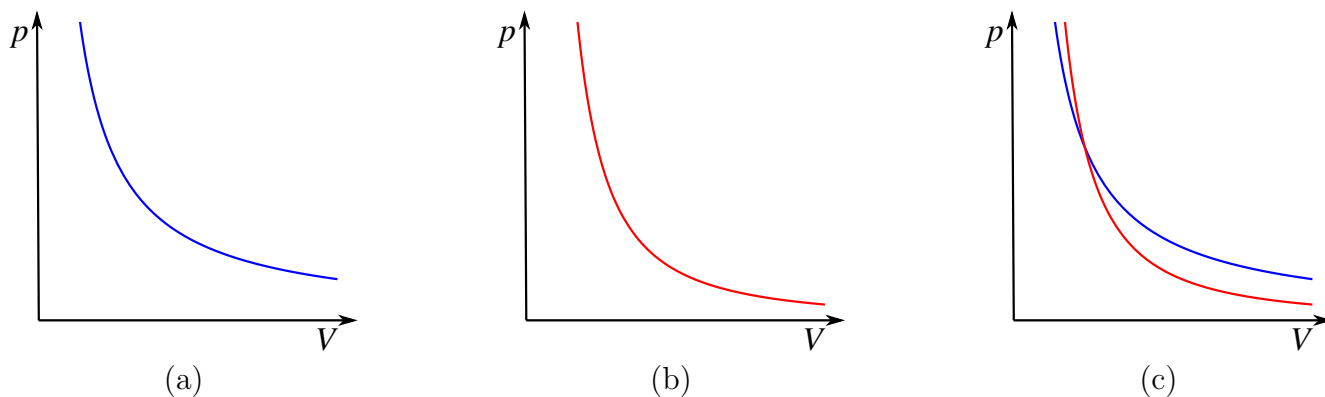
$$\frac{1}{2}fNk dT = c_p dT - NkdT \quad \Rightarrow \quad c_p = c_V + Nk = \frac{1}{2}(f + 2)Nk \quad (14)$$

- Vidíme tedy, že tepelná kapacita při stálém tlaku (vztažená na jednu molekulu plynu) je přesně o k větší než tepelná kapacita při stálém objemu. Skutečně – pokud při zahřívání dovolíme plynu expandovat, použije se dodané teplo na zahřátí plynu jen částečně; zbylá část tepla se spotřebuje na práci, kterou plyn vykoná, proto pro stejnou změnu teploty je potřeba více tepla než při izochorickém ději.
- Ze stavové rovnice (1) plyne, že při izobarickém ději v ideálním plynu je objem přímo úměrný teplotě.
- V PV diagramu je děj reprezentován vodorovnou úsečkou, viz obr. 10(b).
- Poměr tepelných kapacit při konstantním tlaku a při konstantním objemu je tzv Poissonova konstanta

$$\kappa = \frac{c_p}{c_V} = \frac{f + 2}{f}, \quad (15)$$

např. pro jednoatomový plyn je $\kappa = 5/3$, pro dvouatomový $\kappa = 7/5$.

6.3 Izotermický děj



Obrázek 11: Znázornění (a) izotermického a (b) adiabatického děje v ideálním jednoatomovém plynu v PV diagramu. (c) Srovnání obou dějů.

- Při izotermickém ději se nemění teplota systému. Ze stavové rovnice proto plyne součin objemu a tlaku plynu je konstantní. Protože se nemění teplota, nemění se dle rovnice (7) ani energie plynu ($dE = 0$) a 1. věta termodynamická pak dá

$$\delta Q = \delta W = p dV = NkT \frac{dV}{V} \Rightarrow Q = W = NkT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = NkT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (16)$$

- V PV diagramu je děj reprezentován hyperbolou, viz obr. 11(a).

6.4 Adiabatický děj

- Velice specifickou roli hraje v termodynamice tzv. **adiabatický** děj, při kterém si systém nevyměňuje teplo s okolím. O jeho významu se dozvíme časem více, nyní prozkoumejme adiabatický děj v ideálním plynu.
- V první větě termodynamické položíme $\delta Q = 0$ a s využitím ekvipartičního teorému (7) a stavové rovnice (1) dostaneme pro infinitezimální změnu energie plynu

$$dE = \frac{1}{2} f Nk dT = -pdV = -\frac{NkT}{V} dV \quad (17)$$

- Tuto rovnici s využitím vztahu $\kappa = 1 + \frac{2}{f}$ přepíšeme jako

$$\frac{dT}{T} + (\kappa - 1) \frac{dV}{V} = 0 \Rightarrow d[\ln T + (\kappa - 1) \ln V] = 0 \Rightarrow \ln T + (\kappa - 1) \ln V = \text{konst.}, \quad (18)$$

což můžeme přepsat (umocněním Eulerova čísla e na obě strany této rovnice) jako $TV^{\kappa-1} = \text{konst.}$

- Zkombinováním se stavovou rovnicí (1) pak dostaneme rovnici adiabaty v jejím nejznámějším tvaru

$$pV^\kappa = \text{konst.}, \quad (19)$$

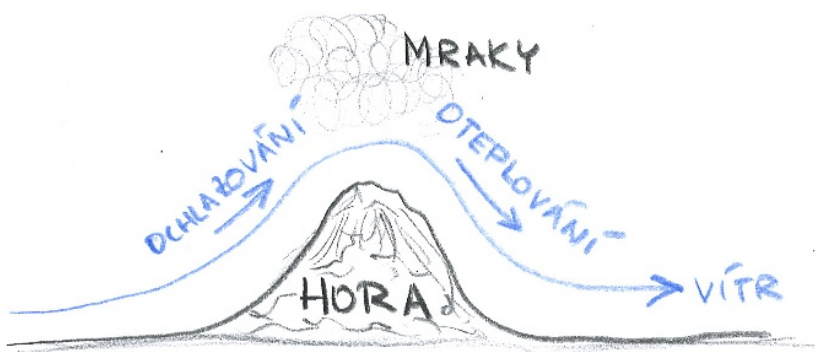
a rovněž vztah mezi tlakem a teplotou $p^{\kappa-1}/T^\kappa = \text{konst.}$

- Alternativně bychom mohli řešit rovnici (17) metodou separace proměnných:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{2}{f} \frac{dV}{V} \Rightarrow \ln T = A - \frac{2}{f} \ln V \Rightarrow T = BV^{-2/f} = BV^{1-\kappa}, \quad (20)$$

kde A, B jsou konstanty, což je ekvivalentní předchozímu výsledku.

- Vidíme tedy, že při rozpínání se plyn ochlazuje, naopak při stlačování se ohřívá. Toho se využívá třeba v Dieselových motorech, kdy se vzduch nasátý do válce stlačí na asi 1/20 původního objemu, čímž vzroste jeho teplota natolik, že vstříknuté palivo (nafta) se vznítí – není tedy potřeba provést zážeh svíčkou jako v benzínovém motoru.
- Podobně při pohybu vzduchové hmoty v atmosféře vzhůru (např. když vzduch vane směrem k horám a zvedá se o ně, viz obr. 12(a)), tedy do míst nižšího tlaku, dochází k jeho ochlazení, protože plyn koná práci tím, jak se rozpíná, ale tepla přijímá zanedbatelně. To je důvod, proč s nadmořskou výškou klesá teplota vzduchu. A současně je to často spojeno s kondenzací vodní páry kolem vrcholku hory, viz obr. 12(b).



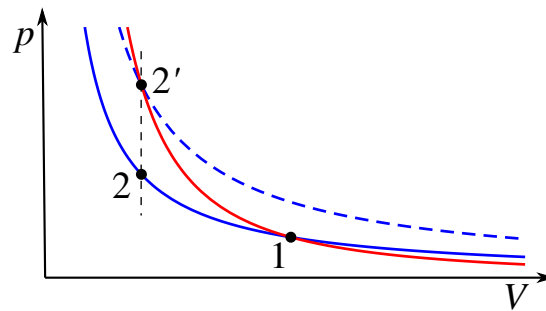
(a)



(b)

Obrázek 12: (a) Proudění vzduchu kolem hory spojené s ochlazením vzduchu při stoupaní a jeho opětovným ohřátím při klesání. (b) S tímto efektem spojená čepička z mraků kolem hory Fudži v Japonsku způsobená kondenzací vodní páry v místech, kde je vzduch chladnější.

- Ochlazování plynu při adiabatické expanzi můžeme pochopit i na mikroskopické úrovni. Pokud se píst nepohybuje, odrazí se molekula od něj zpět stejně velkou rychlostí, jako se k pístu blížila. Jestliže se ale píst pohybuje doprava (objem se zvětšuje), před molekulou „utíká“ a ona se od něj odrazí menší rychlostí, než jakou měla před srážkou, a tím ztrácí energii. Naopak, když se při kompresi píst pohybuje doleva, molekuly se od něj odrazí větší rychlostí, než měly před srážkou – jako když tenista odpaluje míček raketou – a tím získávají kinetickou energii. A to se projevuje tak, že se plyn zahřívá.
- V PV diagramu je děj reprezentován křivkou poněkud podobnou hyperbole, viz obr. obr. 11(b). Studenti mají často potíž vyhodnotit, zda je v PV diagramu prudší izoterma nebo adiabata. Na to je snadná pomoc. Představte si, viz PV diagram na obr. 13, že plyn z určitého stavu 1 stlačíme na menší objem jednou izotermicky (tím dosáhneme bodu 2) a podruhé adiabaticky (tím dosáhneme bodu 2'). Je zřejmé, že při adiabatickém stlačení se plyn zahřeje, proto stavu 2' odpovídá vyšší teplota než stavu 2 při izotermickém ději. A vyšší teplotě odpovídá v PV diagramu izoterma vzdálenější od počátku (čárkovaná modrá hyperbola). Proto adiabatickému ději odpovídá v PV diagramu strmější („svislejší“) křivka než izotermickému.



Obrázek 13: Znázornění dvou izoterm (modré křivky) a jedné adiбаты (červená křivka) v ideálním jednoatomovém plynu v PV diagramu. Adiabata je strmější, viz text.

7 Vratné a nevratné děje

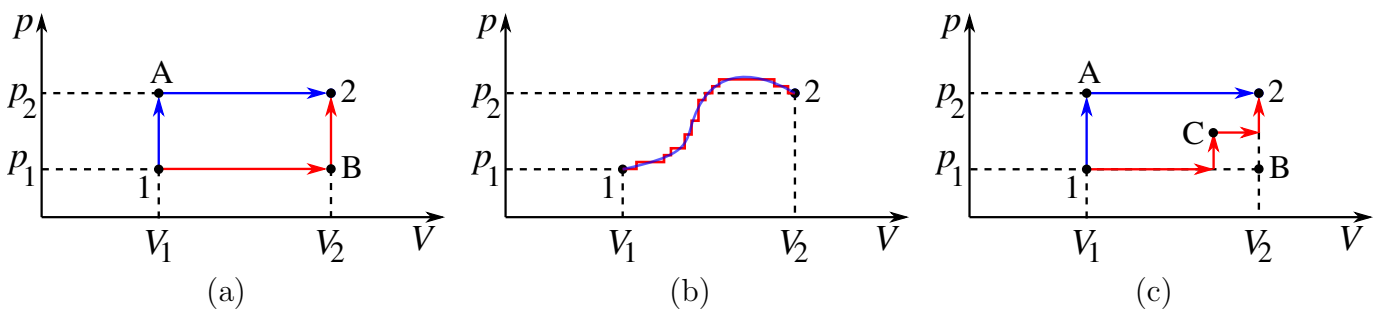
7.1 Entropie

- Jak jsme viděli, při kruhovém ději je práce vykonaná systémem obecně nenulová, a totéž platí o přijatém teple.
- Vystává zajímavá otázka: dalo by se teplo nějak modifikovat, např. vynásobením nějakou veličinou, tak, aby výsledná veličina byla stavová? Ukazuje se, že ano, a hledaným faktorem je $1/T$. Jinými slovy, výraz $\delta Q/T$ je, na rozdíl od δQ , úplným diferenciálem; příslušná veličina se nazývá **entropie**. Její změnu při vratném ději ze stavu 1 do stavu 2 vypočítáme jako

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (21)$$

- Uvažujme nyní děj $1 \rightarrow A \rightarrow 2$ v ideálním plynu znázorněný na obr. 14(a). Spočítáme pro něj změnu entropie. Nejprve pro její změnu pro děj $1 \rightarrow A$ máme

$$\Delta S_{1 \rightarrow A} = \int_1^A \frac{dQ}{T} = c_V \int_{T_1}^{T_A} \frac{dT}{T} = c_V [\ln T]_{T_1}^{T_A} = c_V \ln \frac{T_A}{T_1} \quad (22)$$



Obrázek 14: (a) Změna entropie při přechodu ze stavu 1 do stavu 2 přes stav A je stejná jako přes stav B, což plyne z přímého výpočtu. (b) Obecný děj vyznačený modrou křivkou můžeme aproximovat posloupností izobarických a izochorických dějů (červená lomená čára) postupným „prolamováním“ původní křivky $1 \rightarrow B \rightarrow 2$, jak je naznačeno v (c). To vede opět na stejnou změnu entropie, tentokrát pro obecný děj. Odtud je vidět, že entropie je stavová veličina.

S využitím stavové rovnice (1) pak dostaneme

$$\Delta S_{1 \rightarrow A} = c_V \ln \frac{p_A V_A}{p_1 V_1} = c_V \ln \frac{p_2}{p_1}, \quad (23)$$

protože $V_A = V_1$ a $p_A = p_2$. Podobně

$$\Delta S_{A \rightarrow 2} = \int_A^2 \frac{dQ}{T} = c_p \int_{T_1}^{T_A} \frac{dT}{T} = c_p \ln \frac{T_A}{T_1} = c_p \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (24)$$

takže celková změna entropie pro přechod ze stavu 1 do 2 přes stav A je

$$\Delta S_{1 \rightarrow A \rightarrow 2} = \Delta S_{1 \rightarrow A} + \Delta S_{A \rightarrow 2} = c_V \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{V_2}{V_1} = c_V \left(\ln \frac{p_2}{p_1} + \kappa \ln \frac{V_2}{V_1} \right) = c_V \ln \frac{p_2 V_2^\kappa}{p_1 V_1^\kappa} \quad (25)$$

- Podobně spočítáme změnu entropie $\Delta S_{1 \rightarrow B \rightarrow 2}$ pro děj $1 \rightarrow B \rightarrow 2$. Vyjde, že $\Delta S_{1 \rightarrow B} = \Delta S_{A \rightarrow 2}$ a $S_{B \rightarrow 2} = \Delta S_{1 \rightarrow A}$ a proto $\Delta S_{1 \rightarrow A \rightarrow 2} = \Delta S_{1 \rightarrow B \rightarrow 2}$. Změna entropie je tedy pro oba děje stejná.
- Dokonce pokud bychom mezi body 1 a 2 vzali zcela obecnou dráhu v PV diagramu, třeba tu vyznačenou modře na obr. 14(b), byla by i pro ni změna entropie stejná jako pro uvedené dvě dráhy. Jak to dokázat? Z předchozího výpočtu je zřejmé, že když dráhu $1 \rightarrow B \rightarrow 2$ „prolomíme“ na červenou dráhu na obr. 14(c), změna entropie bude zase stejná. Postupně můžeme dráhu zprohýbat natolik, až bude s libovolnou přesností aproximovat naši obecnou dráhu. Tím je pro ideální plyn dokázáno, že entropie je stavová veličina. A jak ukážeme později, platí to dokonce pro jakýkoli systém.
- Zatím jsme uvažovali jen změny entropie ideálního plynu při přechodu z jednoho stavu do druhého. Samotná entropie je tím určena až na aditivní konstantu, tedy

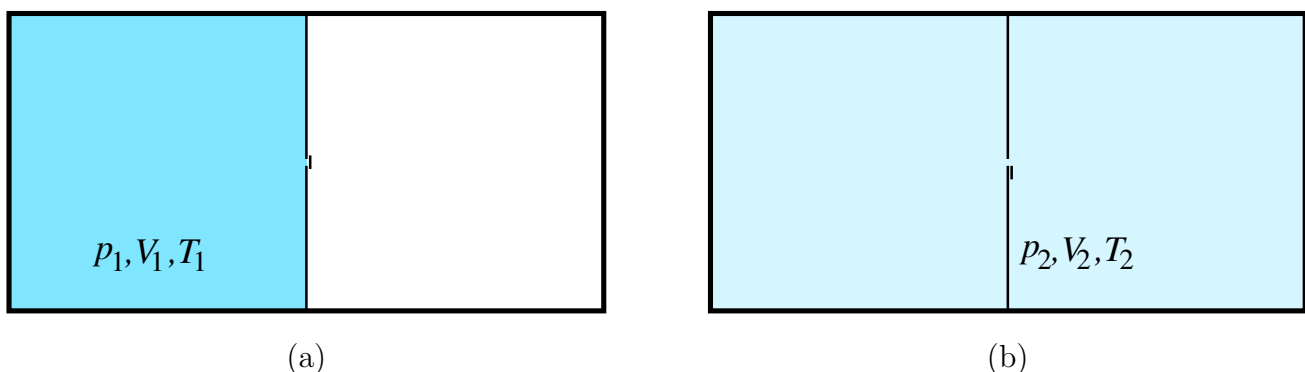
$$S(p, V) = c_V \ln(pV^\kappa) + K, \quad (26)$$

kde konstanta K nezávisí na p a V (ale může záviset na počtu částic plynu).

- Je také vidět, že pro adiabatický děj, kdy veličina pV^κ zůstává konstantní, se entropie nemění. To je ve shodě s tím, že při adiabatickém ději se nepředává teplo.

7.2 Expanze ideálního plynu do vakua

- Uvažujme následující děj v plynu: máme nádobu přepaženou přepážkou s otvorem, který je na začátku uzavřen, viz obr. 15(a). Levá část nádoby má objem V_1 , celá nádoba má objem V_2 . Na začátku je v levé části plyn, v pravé je vakuum. Tlak plynu je p_1 a teplota T_1 .



Obrázek 15: Expanze plynu do vakua.

- Následně otvor v přepážce otevřeme. Plyn začne proudit do druhé části nádoby a po nějaké době se ustaví termodynamická rovnováha, takže v obou částech nádoby je stejný tlak p_2 a teplota T_2 , viz obr. 15(b).

- Koná plyn při tomto procesu práci? Nekoná, nemá jak.
- Dal by se uvedený děj reprezentovat nějakou křivkou v PV diagramu? Nedal. Je to vidět třeba už z toho, že pokud by se takto reprezentovat dal, pak by pod křivkou spojující počáteční a koncový bod v PV diagramu musela být nějaká nenulová plocha, což by znamenalo, že plyn koná práci.
- To, že se uvedený děj nedá reprezentovat křivkou v PV diagramu, souvisí s tím, že není tvořen posloupností rovnovážných stavů systému. Takový děj se nazývá nevratný, protože nemůže probíhat opačným směrem. Nikdy se totiž nestane, že by se plyn ze stavu na obr. 15(b) samovolně dostal zpět do stavu na obr. 15(a).
- Připomeňme si, že body v PV diagramu odpovídají právě rovnovážným stavům systému – proto není divu, že uvedenou expanzi do vakua nemůžeme v PV diagramu zobrazit; můžeme zobrazit jen počáteční a konečný rovnovážný stav.
- Když budeme předpokládat, že nedošlo k předávání tepla mezi plynem a okolím, pak je z 1.V.T. jasné, že se nezměnila vnitřní energie plynu. Pro ideální plyn, jehož vnitřní energie závisí jen na teplotě, to znamená, že se nezměnila ani teplota, tedy $T_2 = T_1$. Proto pro tlak v koncovém stavu podle stavové rovnice platí $p_2 = p_1 V_1 / V_2$.

- Spočítejme změnu entropie plynu. Podle rovnice (26) máme

$$\begin{aligned} \Delta S = S_2 - S_1 &= c_V [\ln(p_2 V_2^\kappa) - \ln(p_1 V_1^\kappa)] = c_V \ln \frac{p_2 V_2^\kappa}{p_1 V_1^\kappa} = \frac{f N k}{2} \ln \left[\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\kappa-1} \right] \\ &= \frac{f N k}{2} (\kappa - 1) \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) = \frac{f N k}{2} \frac{2}{f} \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) = N k \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right). \end{aligned} \quad (27)$$

- Při expanzi do vakua, což je nevratný proces, tedy došlo ke zvýšení entropie i přesto, že systém nezískal žádné teplo z okolí.
- Podobně je tomu při předávání tepla mezi dvěma tělesy o různých teplotách. Uvažujme tělesa 1 a 2 o teplotách T_1, T_2 , přičemž $T_1 < T_2$. Jestliže budou v tepelném kontaktu, bude teplo spontánně přecházet z tělesa 2 na těleso 1. Jestliže takto přejde teplo Q , bude změna entropie těles

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = \frac{Q}{T_1} - \frac{Q}{T_2} = Q \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) > 0. \quad (28)$$

- Vidíme, že i při předávání tepla mezi tělesy, což je opět nevratný proces, entropie roste.
- Toto je zcela obecný jev, který si zanedlouho vysvětlíme pomocí statistické fyziky: jestliže máme tepelně izolovaný systém, jeho entropie nikdy neklesá. Buď roste nebo minimálně zůstává konstantní, přičemž tato druhá možnost nastává, jestliže je systém v termodynamické rovnováze. Toto je jedna z formulací tzv. druhé věty termodynamické.
- Pro nevratné děje vzhledem k výše uvedenému platí, že

$$dS \geq \frac{dQ}{T}. \quad (29)$$

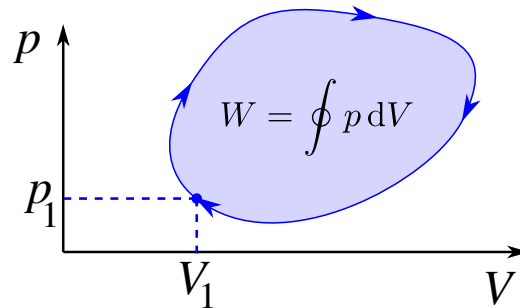
- První větu termodynamickou můžeme pro vratné děje zformulovat rovněž pomocí změny entropie:

$$dE = T dS - p dV. \quad (30)$$

- Ukazuje se ovšem, že to platí i pro nevratné děje, takže rovnice (30) je zcela obecná.

7.3 Kruhový děj

- Z různých dějů, o kterých jsme uvažovali, nebo i z mnohem obecnějších, můžeme složit takový, kdy systém přejde zpět do svého původního stavu. Takový děj je v PV diagramu reprezentován uzavřenou křivkou, viz obr. 16. Práce vykonaná systémem během celého cyklu je $W = \oint p dV$.



Obrázek 16: Při kruhovém ději dospěje systém z původního stavu (p_1, V_1) po čase opět do stejného stavu. Práce vykonaná systémem během celého cyklu je dána plochou uzavřenou křivkou, $W = \oint p dV$.

- Změna energie systému během celého cyklu musí být nulová, protože koncový stav je stejný jako počáteční. Proto $\Delta E = 0$ a podle 1.VT, rovnice (10), pak platí $Q = W$. Tedy vykonaná práce je rovna celkovému teplu, které bylo systému dodáno.

7.4 Stav nerovnovážného systému, makrostav

- Zatím jsme uvažovali termodynamický systém v rovnováze a viděli jsme, že jeho stav je určen dvojicí stavových veličin, např. p, V (nebo alternativně třeba p, ρ nebo p, T).
- Co když ale systém v rovnováze není? Je možné nějak určit jeho stav?
- Rozdělme takový systém na velké množství malých podsystémů, z nichž každý je ale stále makroskopický (tj. obsahuje velké množství částic). Protože jsou podsystémy velmi malé, každý z nich má velmi krátkou relaxační dobu, takže velmi rychle dospěje do rovnováhy. Díky tomu pro každý z podsystémů můžeme definovat jeho teplotu a tlak.
- Celý systém pak charakterizujeme funkcemi $p(\vec{r}), T(\vec{r})$, kde tlak $p(\vec{r})$ je tlak v podsystému, který se nachází v místě o polohovém vektoru \vec{r} , a podobně pro teplotu.
- Funkce $p(\vec{r}), T(\vec{r})$ zadávají **makroskopický stav** systému, tzv. **makrostav**.
- Dělení na podsystémy musí být natolik jemné, aby každý sám o sobě už byl v rovnováze. Další zjemňování dělení by proto už na funkcích $p(\vec{r}), T(\vec{r})$ nic nezměnilo. Tím je pojem makrostavu jednoznačně vymezen.

Pokračování příště...

Užitečné číselné hodnoty některých veličin

- Atomová hmotnostní jednotka (Dalton): $u = 1.66 \times 10^{-27}$ kg – hmotnost 1/12 jednoho atomu uhlíku ^{12}C , tedy odpovídá přibližně hmotnosti 1 nukleonu
- Hmotnost atomu dusíku je $14u = 2.32 \times 10^{-26}$ kg, hmotnost molekuly dusíku je $28u = 4.65 \times 10^{-26}$ kg.
- Hustota vzduchu za pokojové teploty a tlaku u hladiny moře je cca. $\rho = 1,2$ kg/m³.
- 1 litr vzduchu tedy obsahuje asi $\frac{12\text{ g}}{46.5 \times 10^{-27}\text{ kg}} = 2,6 \times 10^{22}$ molekul.
- Boltzmannova konstanta $k_B = 1,380649 \times 10^{-23}$ J/K.
- Střední kvadratická rychlost molekul vzduchu za pokojové teploty je $v_k = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} = 510$ m/s.
- Střední volná dráha $l_s = 3 \times 10^{-7}$ m.
- Srážková frekvence $f = v_k/l_s = 1,7$ GHz.

Reference

- [1] Daniel V. Schroeder, An Introduction to Thermal Physics.
- [2] D. Halliday David, J. Walker, R. Resnick, Fyzika.
- [3] A. Lacina, Úvod do termodynamiky a statistické fyziky. Vyd. 1. Brno: Rektorát UJEP, 1983.
- [4] L. D. Landau a E. M. Lifšic, Kurz teoretické fyziky – Statistická fyzika, vydáno rusky, anglicky, německy.
- [5] R. P. Feynman, R. B. Leighton a M. Sands, Feynmanovy přednášky z fyziky.