

7. Termodynamika

„*Ignis mutat res*“

N. N.

V kapitole 7. a 8. se budeme zabývat fyzikou popisující děje, ve kterých se teplota nebo skupenství látky (obecně - stav systému) mění skrze přenos energie. Tato část fyziky se nazývá termodynamika. Jak záhy uvidíme, termodynamika také hledá souvislosti mezi makroskopickými vlastnostmi látek a mechanikou jejich atomů a molekul.

Z historického hlediska se termodynamika začala vyvíjet v druhé polovině 18. století, kdy *James Watt* (1736-1819) sestrojil a patentoval svůj parní stroj. Ne že by lidé do této doby neznali „sílu“ páry, ale teprve tehdy se začali přenosem energie zabývat exaktněji. Parní stroj odhalil nové možnosti: přeměnu tepla na mechanickou práci. Až do začátku 19. století se termodynamika zabývala takřka výhradně rovnovážnými stavy a vratnými procesy. Prvním, kdo začal popisovat nevratné procesy byl *Joseph Fourier*. Tehdy se objevil pojem entropie, jako veličiny popisující míru uspořádanosti systému. V roce 1865 formuloval *Rudolf Clausius* dva základní principy termodynamiky, která v této době již začíná zasahovat do všech odvětví fyziky. Mimo jiné osobnosti následoval *Ludwig Boltzmann*, který se zabýval statistickou interpretací entropie. *Max Planck*, studující tepelné záření, položil díky svému vyzařovacímu zákonu jeden ze základních kamenů pro vybudování kvantové teorie. Takto bychom mohli pokračovat dál až k době, kdy *Ilya Prigogine* přišel s popisem samoorganizačních procesů, disipativních struktur a systémů daleko od rovnováhy.

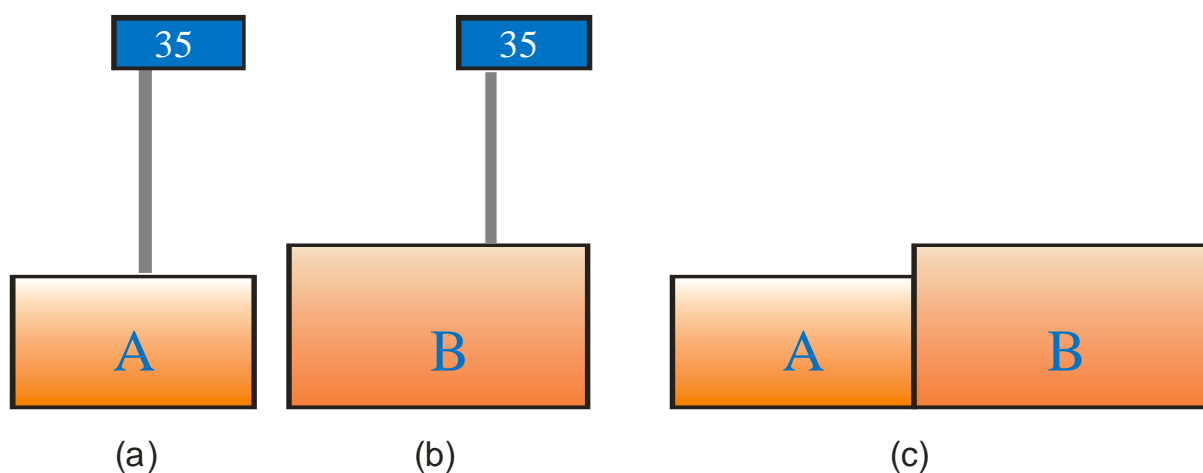
V tomto základním fyzikálním kurzu se však budeme zabývat pouze základními principy termodynamiky a molekulové fyziky, nerovnovážných systémů se dotkneme opravdu jen symbolicky. Po přečtení této části skript by mělo být jasné, proč může voda vřít při 20°C nebo taky při 180°C, proč jsou na kolejkách mezi jednotlivými díly mezery, proč je v horku na přímém slunci lepší nosit volné černé oblečení a nikoliv bílé....

7.1 Teplota a nultý zákon termodynamiky

Často spojujeme představu teploty s tím, jak teplé nebo studené se nám jeví tělesa, když se jich dotkneme. Naše smysly nám tedy poskytují kvalitativní informaci o teplotě. Nicméně, naše smysly jsou z hlediska skutečné teploty nevěrohodné a často nás matou. Jestliže například vyndáme z mrazničky led a papírový karton zmrzlé zeleniny, jeví se nám led mnohem studenější než papír, ačkoliv obě látky byly vystaveny stejné teplotě. Tento fakt je způsoben především různým přenosem tepla na led a papír. Potřebujeme tedy spolehlivější a reprodukovatelnější metodu pro měření studených nebo teplých látek, než je rychlost přenosu energie. Než se začneme zabývat principem teploměru, je nutné připomenout si některé, pro většinu z nás, známé pojmy.

K pochopení pojmu teploty je užitečné definovat si dvě často používané fráze: *tepelný kontakt* a *tepelná rovnováha*. Řekneme tedy, že dva objekty jsou v **tepelném kontaktu** tehdy, jestliže mezi nimi může být energie předána skrze teplotní rozdíl obou těles. **Tepelná rovnováha** je situace, při které si dvě tělesa v tepelném kontaktu mezi sebou nepředávají teplo nebo energii tepelného záření.

Představme si, že máme dvě tělesa A a B, která nejsou v tepelném kontaktu, a třetí těleso C je náš teploměr (viz obr. 7.1.1). Nyní dáme do tepelného kontaktu teploměr C s tělesem A, vyčkáme dokud mezi nimi nenastane tepelná rovnováha, a pak si přečteme hodnotu na teploměru. Totéž provedeme na tělese B. Jestliže jsou obě hodnoty na teploměru stejné, pak můžeme říct, že tělesa A a B jsou také v tepelné rovnováze. Pokud bychom tedy dali do tepelného kontaktu těleso A a těleso B, nedojde mezi nimi k žádné výměně tepla.



Obr. 7. 1. 1: Nultý zákon termodynamiky

Předchozí výsledek teď zobecníme a dostaneme tzv. **nultý zákon termodynamiky** (zákon tepelné rovnováhy):

Jsou-li dvě tělesa A a B v tepelné rovnováze s třetím tělesem C, pak jsou ve vzájemné tepelné rovnováze i tělesa A a B.

Tento zákon je triviální a na první pohled se možná zdá zbytečné jej tady uvádět, protože je pro nás zcela samozřejmý. Nicméně je velmi důležitý, neboť nám umožňuje definovat **teplotu** jako termodynamickou veličinu: **dvě tělesa, které jsou ve vzájemné tepelné rovnováze (v rovnovážném termodynamickém stavu), mají stejnou teplotu.**

Teplotu tělesa můžeme vyjadřovat v několika jednotkách, resp. stupnicích: Celsiově, Fahrenheitově, Kelvinově, Rankinově, Newtonově, Réaumurově, atd. Představme si teď tři nejnámější a nejpoužívanější:

Celsiova stupnice

Stupeň Celsia ($^{\circ}\text{C}$) je jednotka teploty, kterou v roce 1742 vytvořil švédský astronom *Anders Celsius* (1701-1744). *Celsius* původně stanovil dva pevné body, 0°C pro teplotu varu vody a 100°C pro teplotu tání ledu (obojí při tlaku 1013,25 hPa). *Carl Linné* stupnici otočil, a proto je dnes bod tání 0°C a bod varu 100°C . V současnosti je Celsiova stupnice definována pomocí **trojného bodu vody**, kterému je přiřazena teplota $0,01^{\circ}\text{C}$ a absolutní velikost jednoho dílku této stupnice (1°C) je rovna 1 K (Kelvinu, viz níže).

Kelvinova stupnice

Tuto stupnici měření teplot navrhl skotský matematik a fyzik *William Thomson* (1824-1907), který byl za své výrazné vědecké úspěchy povýšen do šlechtického stavu pod jménem *lord Kelvin*. **Kelvin** (**K**) je jednotkou teploty označovanou také jako **termodynamická teplota**. Kelvin je také jednou ze sedmi základních jednotek soustavy SI a je definován dvěma body: 0 K je teplota **absolutní nuly**, tedy nejnižší teplota, která je fyzikálně definována (teplota dosažená v laboratoři $\approx 10^{-7}$ K) a 273,16 K je teplota **trojného bodu vody**. Přechod od Kelvinu ke stupňům Celsia je tedy:

$$\begin{aligned} T &= T_C + 273,15 \\ T_C &= T - 273,15 \end{aligned} \tag{7.1}$$

V rovnicích 7.1 je T termodynamická teplota a T_C je Celsiova teplota.

Fahrenheitova stupnice

Jednotka teploty, **stupeň Fahrenheita** ($^{\circ}\text{F}$), je pojmenovaná podle německého fyzika *Daniela Gabriela Fahrenheita* (1686-1736) a dnes se stále ještě hlavně v USA používá. Vychází ze dvou základních bodů, podobně jako předchozí dvě stupnice. Teplota 0°F je nejnižší teplota, jaké Fahrenheit v laboratoři dosáhl smícháním NaCl, vody a ledu. Druhou referenční teplotou (96°F) je teplota lidského těla. Později byly tyto základní body stupnice upraveny na **32°F** pro teplotu **tání** ledu a **212°F** pro bod **varu** vody. Tyto body jsou od sebe vzdáleny 180 stupňů, můžeme tedy potom psát:

$$\begin{aligned}\Delta T_{\text{C}} = \Delta T &= \frac{5}{9} \Delta T_{\text{F}} \\ T_{\text{F}} &= \frac{9}{5} T_{\text{C}} + 32^{\circ}\text{F} \end{aligned} \quad (7.2)$$

V rovnicích 7.2 je T termodynamická teplota, T_{C} je Celsiova teplota a T_{F} je Fahrenheitova teplota.

7.2 Teplotní roztažnost a měření teploty

Teplotní roztažnost

Než se seznámíme s nejjednoduššími zařízeními pro měření teploty, musíme si nejdříve vysvětlit základní princip, na kterém je většina nejpoužívanějších teploměrů založena.

Jeden z těchto principů popisuje určitou změnu v látce - "**zvyšujeme-li teplotu látky, zvětšuje se i její objem a naopak**". Tento zákon se nazývá **teplotní roztažnost** a hraje důležitou roli v mnoha inženýrských aplikacích. K teplotní roztažnosti dochází následkem změn v průměrné vzdálenosti mezi atomy v látce. K pochopení tohoto jevu si představme model soustavy atomů v pevné látce jako kuličky spojené pružinami. Atomy v tomto modelu kmitají kolem svých rovnovážných poloh s určitou maximální výchylkou z této polohy (viz kapitola 17. Kmity). Zvýšíme-li teplotu pevné látky, zvětší se i maximální výchylka kmitajících atomů, což vede k nepatrnému zvětšení vzdálenosti mezi nimi. Následně musí tedy dojít k celkové expanzi (roztážení) daného objektu. Čím bude objem látky větší (nebo-li obsahuje větší počet atomů), tím více se také roztáhne.

Předpokládejme, že těleso má počáteční délku L_p při počáteční teplotě T_p , a že délka vzroste o ΔL při změně teploty ΔT . Potom je vhodné definovat **koeficient lineární teplotní roztažnosti** jako míru změny délky při změně teploty:

$$\alpha = \frac{\Delta L / L_p}{\Delta T}. \quad (7.3)$$

Experimenty by nám ukázaly, že α je konstantní pro malé změny teplot. Obvykle bývá rovnice vyjádřena jako:

$$\Delta L = \alpha L_p \Delta T \quad (7.4)$$

nebo

$$L_k - L_p = \alpha L_p (T_k - T_i), \quad (7.5)$$

kde L_k je konečná délka, T_p a T_k jsou počáteční a konečná teplota a konstanta úměrnosti α je koeficient teplotní roztažnosti pro daný materiál [$^{\circ}\text{C}^{-1}$].

Protože se délka tělesa mění s teplotou, je logické, že podobně se bude měnit i povrch nebo objem tělesa. Zobecníme nyní rovnici 7.4. Změna objemu je přímo úměrná součinu velikosti počátečního objemu V_p a změny teploty:

$$\Delta V = \beta V_p \Delta T, \quad (7.6)$$

kde β je **koeficient objemové teplotní roztažnosti**. Obvykle můžeme, pro pevné látky, říci, že $\beta = 3\alpha$ (ale pouze za předpokladu, že materiál má ve všech třech dimenzích stejnou lineární roztažnost a jde tedy o **isotropní materiál**).

Mějme nyní pevnou látku o počátečním objemu V_p , resp. o rozměrech x , y a z , přičemž za počáteční teploty T_p platí, že $V_p = xyz$. Jestliže se teplota změní na $T_p + \Delta T$, změní se také objem na $V_p + \Delta V$, kde za předpokladu, že $\beta = 3\alpha$, se každý rozměr tělesa změní v souladu s rovnicí 7.4, tzn.:

$$V_p + \Delta V = (x + \Delta x)(y + \Delta y)(z + \Delta z)$$

$$V_p + \Delta V = (x + \alpha x \Delta T)(y + \alpha y \Delta T)(z + \alpha z \Delta T)$$

$$V_p + \Delta V = xyz(1 + \alpha \Delta T)^3$$

$$V_p + \Delta V = V_p [1 + 3\alpha \Delta T + 3(\alpha \Delta T)^2 + (\alpha \Delta T)^3]$$

$$\frac{\Delta V}{V_p} = 3\alpha\Delta T + 3(\alpha\Delta T)^2 + (\alpha\Delta T)^3,$$

protože je $\alpha\Delta T \ll 1$ (viz [Tabulka 7.1](#)) pro typické hodnoty ΔT ($< \approx 100^\circ\text{C}$), můžeme ostatní dva členy v poslední rovnici zanedbat a po této aproximaci lze psát:

$$3\alpha = \frac{1}{V_p} \frac{\Delta V}{\Delta T}. \quad (7.7)$$

Tabulka 7.1

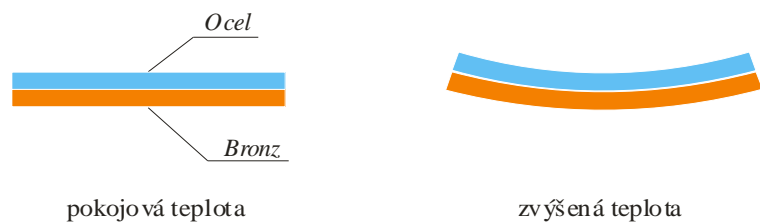
Koeficienty tepelné roztažnosti některých materiálů za laboratorní teploty (20°C)			
Materiál	Koeficient lineární tepelné roztažnosti α [$^\circ\text{C}^{-1}$]	Materiál	Koeficient objemové tepelné roztažnosti β [$^\circ\text{C}^{-1}$]
Hliník	24×10^{-6}	Ethanol	$1,12 \times 10^{-4}$
Mosaz a bronz	19×10^{-6}	Benzen	$1,24 \times 10^{-4}$
Měď	17×10^{-6}	Aceton	$1,5 \times 10^{-4}$
Sklo (běžné)	9×10^{-6}	Glycerin	$4,85 \times 10^{-4}$
Sklo (pyrex)	$3,2 \times 10^{-6}$	Rtuť	$1,82 \times 10^{-4}$
Olovo	29×10^{-6}	Terpentin	9×10^{-4}
Ocel	11×10^{-6}	Benzín	$9,6 \times 10^{-4}$
Ni-Fe slitina	$0,9 \times 10^{-6}$	Vzduch (0°C)*	$3,67 \times 10^{-3}$
Beton	12×10^{-6}	Helium*	$3,665 \times 10^{-3}$

* za konstantního tlaku

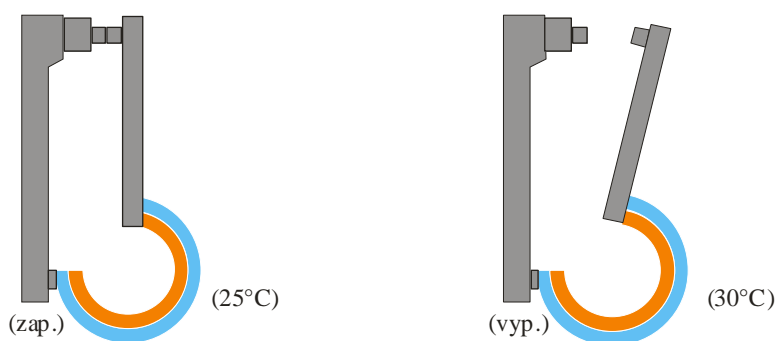
Měření teploty

Běžný teploměr, který denně používáme, se skládá ze skleněné kapiláry a určitého objemu kapaliny (obvykle rtuti nebo alkoholu), která se vlivem změny teploty roztahuje, resp. smršťuje. Stupnice pak může být kalibrována na základě nultého zákona termodynamiky, kdy nastane tepelná rovnováha s látkou, u níž známe teplotu, při které dochází ke změně skupenství (např. teplota varu vody za atmosférického tlaku). Stejného principu teplotní roztažnosti využívá také nejjednodušší termostat, tzv. bimetalový proužek, který je složený ze dvou různých a pevně spojených kovových pásků (např.: bronz a ocel) o různé teplotní roztažnosti. Díky různému koeficientu teplotní roztažnosti dochází k roztahení bimetalového proužku (viz [obr. 7.2.1](#))

Dalším, poněkud sofistikovanějším zařízením pro měření teploty je plynový teploměr pracující za konstantního objemu (viz [obr. 7.2.2](#)). Fyzikální změna využívaná v tomto zařízení



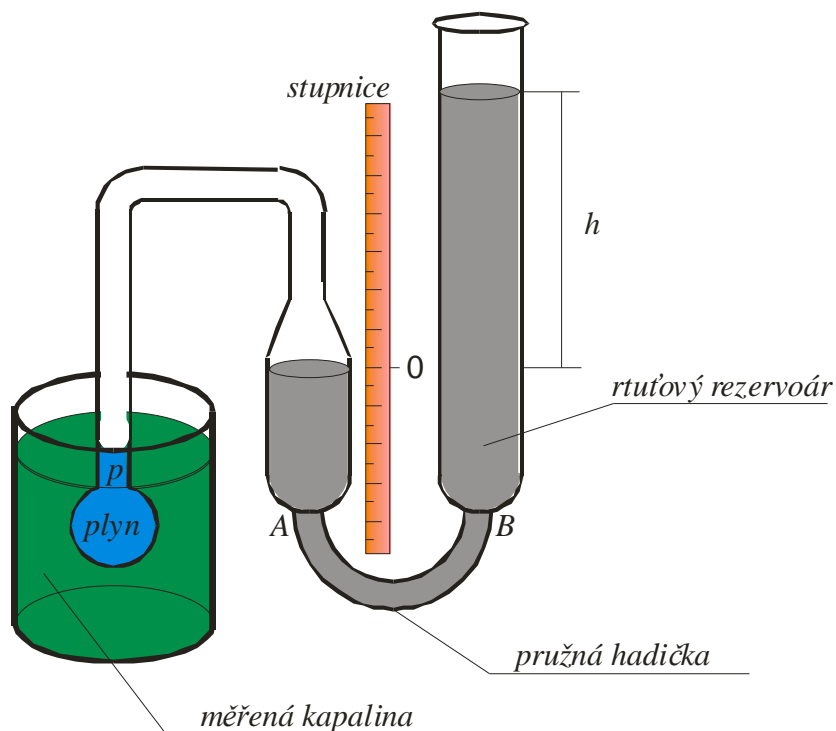
(a)



(b)

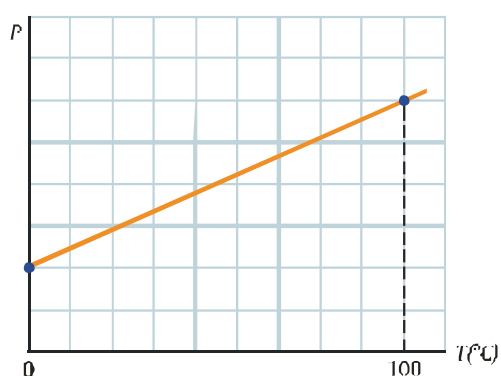
Obr. 7. 2. 1: (a) Bimetalový proužek se ohýbá díky změně teploty, protože každý z kovových pásků má jinou teplotní roztažnost. (b) Bimetalový proužek použitý v termostatu k vypnutí nebo sepnutí elektrického kontaktu.

je změna tlaku plynu o konstantním objemu v závislosti na teplotě. Plynový teploměr musí být samozřejmě kalibrován nejlépe pomocí bodu tání ledu a bodu varu vody. Vložíme-li baňku s plynem (viz [obr 7.2.2](#)) do vodní lázně o teplotě bodu tání, rtuťový rezervoár *B* mění svou výšku do té doby, až se ustálí hladina ve sloupci *A*. Rozdíl hladin *h* v rezervoáru *B* a v rtuťovém sloupci *A* pak indikuje tlak v plynové baňce při teplotě 0°C. Tutéž kalibraci provedeme pro vodní lázeň při varu a rozdíl hladin pak udává tlak v plynové baňce při teplotě 100°C.

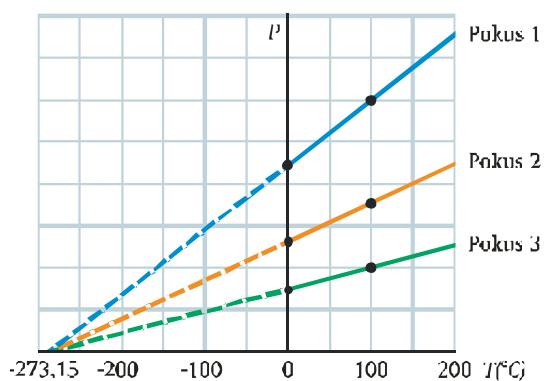


Obr. 7. 2. 2: Plynový teploměr pracující za konstantního objemu měří tlak plynu v baňce vložené do lázně s kapalinou. Tlak plynu je udržován konstantní díky zvyšování či snižování hladiny v rezervoáru B, proto se nemění ani výška hladiny ve sloupci rtuti A.

Za předpokladu lineární závislosti tlaku plynu na teplotě, můžeme v grafu a (obr 7.2.3) tyto dva body spojit, a tuto přímku o určité směrnici lze pak považovat za kalibrační křivku.



(a)



(b)

Obr. 7.2.3: (a) Typický příklad funkce $p(T)$ sestavená z dat naměřených pomocí plynového teploměru pracujícího za konstantního objemu. (b) Závislost tlaku na teplotě pro tři různé typy plynů. Extrapolací těchto funkcí lze pak určit absolutní nulu, $-273,15^{\circ}\text{C}$.

7.3 Teplo, tepelná kapacita a kalorimetrická rovnice

Asi do roku 1850 byly termodynamika a mechanika považovány za dvě odlišné disciplíny přírodních věd. Zdálo se, že **zákon zachování energie** popisuje jen určité druhy mechanických systémů. Nicméně v polovině 19. století poukázaly experimenty, které provedl nejen *James Prescott Joule* (1818-1889), na prokazatelnou souvislost mezi tepelným přenosem energie v termodynamických procesech a přenosem energie pomocí vykonané nebo spotřebované práce v mechanických procesech. Dnes již víme, že **vnitřní energie** systému, o které budeme mluvit v této kapitole, může být přeměněna na mechanickou práci. Fyzikální pojem energie byl tedy zobecněn a zákon zachování energie se stal univerzálním zákonem přírody a vesmíru vůbec.

Teplo a vnitřní energie

Na začátku této podkapitoly je důležité definovat si rozdíl mezi **vnitřní energií** a **teplem**. **Vnitřní energie** je celková energie systému, která zcela souvisí s jeho mikroskopickými složkami - atomy a molekulami. **Vnitřní energie** zahrnuje především **kinetickou a potenciální energii** všech částic (lze samozřejmě zahrnout i všechny ostatní postizitelné energie, např. chemickou, elektromagnetickou, atd.). **Kinetická energie** se skládá z náhodných translačních, rotačních a vibračních pohybů všech částic a **potenciální energií** se rozumí p. energie uvnitř molekul a mezi molekulami. Důležité je také poznamenat, že **do vnitřní energie** se nezahrnuje **kinetická a potenciální energie**, kterou má těleso jako celek. Z definice je tedy zřejmé, že **energie izolovaného systému** (nevyměňuje si s okolím ani energii ani částice) **je konstantní**. Je velmi užitečné hledat závislosti mezi změnou vnitřní energie a změnou teploty systému. Tyto vztahy však mají svá omezení, ale o tom budeme mluvit až v další podkapitole.

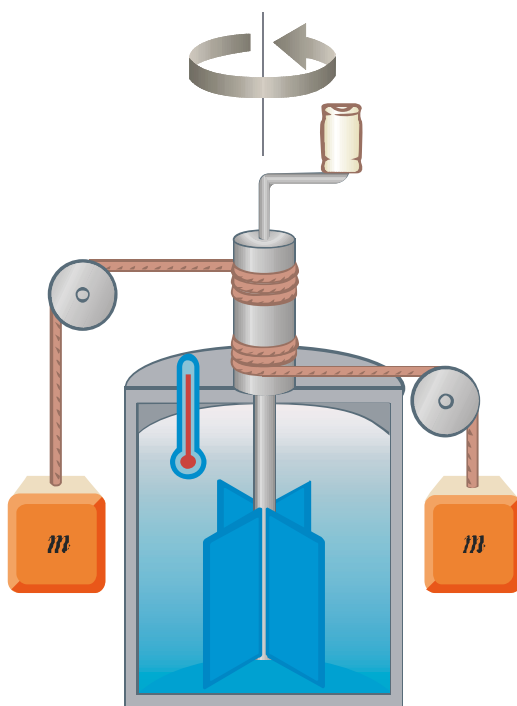
Teplo je definováno jako energie předaná mezi systémem a jeho okolím, přičemž přenos energie probíhá díky jejich teplotnímu rozdílu. Jestliže budete zahřívat látku, předáváte této látce energii díky kontaktu s teplejším okolím. Jednotkou tepla je 1 **joule**, který kvantifikuje energetické změny v tepelných procesech. Nicméně se stále setkáváme s označením jednotky tepla 1 **cal** (kalorie, například na potravinářských výrobcích). Tato jednotka představuje množství energie (tepla) potřebné k tomu, aby vzrostla teplota 1 g vody

z $14,5^{\circ}\text{C}$ na $15,5^{\circ}\text{C}$. Převod této jednotky na jouly, který označujeme jako **mechanický ekvivalent tepla**, je potom:

$$1 \text{ cal} = 4,186 \text{ J.} \quad (7.8)$$

V kapitole zabývající se mechanikou jsme hovořili o poli konzervativních a nekonzervativních sil. Síly tření jsou nekonzervativní, a proto při jejich působení neplatí **zákon zachování mechanické energie**. Mechanická energie však nemůže zmizet, ale transformuje se na **vnitřní energii**. Přeměnu mechanické práce na vnitřní energii si lze představit na jednoduchém příkladě. Jestliže budeme zatloukat hřebík kladivem, pak kinetická energie v okamžiku dopadu kladiva se zcela přemění na jiné energie. Jednou z nich bude rozhodně zvýšení vnitřní energie hřebíku, což může demonstrovat fakt, že je teplejší. Ačkoliv *Benjamin Thompson* studoval tuto souvislost mezi mechanickou a vnitřní energií jako první, byl to *James Prescott Joule*, který zavedl pojem ekvivalence mezi těmito dvěma formami energie.

Na obrázku 7.3.1 je znázorněn nejznámější Jouleův experiment. Zkoumaným systémem je voda uzavřená v tepelně izolované nádobě. Mechanická práce je vykonána na vodě prostřednictvím rotujících lopatek, které jsou řízeny tělesy klesajícími konstantní rychlostí.



Obr. 7.3.1: Jouleův experiment na určení mechanického ekvivalentu tepla.

Teplota míchané vody vzrůstá díky tření mezi ní a lopatkami. Jestliže zanedbáme energetické ztráty přes stěnu nádoby, odpovídá pokles potenciální energie těles o hmotnosti m práci vykonané rotujícími lopatkami. Pokud obě tělesa klesnou o výšku h , je pokles potenciální energie $E_p = 2mgh$, kde m je hmotnost jednoho tělesa. Tento pokles je zcela vyjádřen výrazem 7.8 Joule předpokládal, že **mechanický ekvivalent tepla** za rozdíl teplot 1°C je stejný při jakékoli počáteční teplotě. Pozdější experimenty však ukázaly, že s rostoucí počáteční teplotou se velikost tohoto ekvivalentu mění, a proto je přesně definován pro rozdíl $14,5^\circ\text{C} - 15,5^\circ\text{C}$.

Tepelná kapacita

Když předáme energii systému a nedojde ke změně potenciální ani kinetické energie systému, vzroste obvykle teplota tohoto systému (výjimku v tomto tvrzení tvoří systémy, procházející tzv. fázovou změnou, což budeme diskutovat později). Pokud bychom studovali, kolik energie potřebuje látka, aby se její teplota zvýšila o jeden stupeň celsia, zjistili bychom, že je toto množství energie pro každou látku jiné. Například množství energie nutné pro zvýšení teploty 1kg vody o 1°C je, jak už bylo uvedeno výše, 4186 J, ale množství energie potřebné na zvýšení teploty 1kg mědi o 1°C je jen 387 J. Pro definování této materiálové vlastnosti se používá veličina **tepelná kapacita** K , která představuje množství tepla Q předaného látce při ohřátí o 1°C :

$$Q = K\Delta T. \quad (7.9)$$

Tepelná kapacita vztažená na jednotku hmotnosti se nazývá **měrná tepelná kapacita** c , její hodnoty pro různé látky jsou uváděny ve fyzikálních tabulkách a vyjádříme ji vztahem:

$$c = \frac{Q}{m\Delta T}, \quad (7.10)$$

kde Q je teplo, m je hmotnost a ΔT je rozdíl teplot. Řekneme tedy: **čím větší je měrná tepelná kapacita materiálu, tím více energie je mu nutno dodat na zvýšení teploty.** [Tabulka 7.2](#) udává hodnoty tepelné kapacity pro některé materiály.

Tabulka 7.2

Měrná tepelná kapacita některých látek při 25°C a za atmosférického tlaku			
Látka	Měrná tepelná kapacita		Látka
	c [J.kg ⁻¹ .°C ⁻¹]		
Hliník	900	Mosaz	380
Berilium	1830	Sklo	837
Měď	387	Led (-5°C)	2090
Cadmium	230	Dřevo	1700
Stříbro	234	Etanol	2400
Zlato	129	Rtuť	140
Železo	448	Voda	4186
Olovo	128	Pára (100°C)	2010

Kalorimetrie a kalorimetrická rovnice

Experimentální metoda, která umožňuje určovat měrnou tepelnou kapacitu látek, se nazývá **kalorimetrie** (přístroj – **kalorimetr**). Nejprimitivnější **kalorimetr** se skládá z teploměru a nádoby, která by měla být dobře tepelně izolovaná od okolí. Potom můžeme v **kalorimetru** jako **termodynamicky izolovaném systému** využívat pro výpočty **měrné tepelné kapacity** látek **zákon zachování energie** (konzervativní systém). Izolovaná nádoba obsahuje vodu (měrná tepelná kapacita: $c_v = 4186 \text{ J.kg}^{-1}.\text{°C}^{-1}$) o známé hmotnosti m_v a teplotě T_v . Do této nádoby (s vodou) vložíme vzorek měřené látky X, o kterém známe hmotnost m_x a teplotu T_x . **Zákon zachování energie** nám potom dovoluje napsat rovnici pro přenos tepla mezi vodou a měřenou látkou:

$$Q_v = -Q_x \Leftrightarrow T_v \langle T_x, \text{ resp. } -Q_v = Q_x \Leftrightarrow T_v \rangle T_x, \quad (7.11)$$

kde teplo přijaté chladnější vodou Q_v je rovno úbytku tepla Q_x v teplejší měřené látce, resp. teplo přijaté chladnější měřenou látkou Q_x je rovno úbytku tepla Q_v v teplejší vodě. Tuto rovnici můžeme použít, jestliže jediným přenosem energie je teplo mezi vodou a měřenou látkou. Pro přesnější měření je samozřejmě nutné ještě započítat teplo, které přijímá, resp. ztrácí nádoba **kalorimetru**. Musíme znát i **měrnou tepelnou kapacitu** kalorimetru c_k . Dosadíme-li rovnici 7.10 do 7.11, dostaneme **kalorimetrickou rovnici**, ze které lze snadno spočítat měrnou tepelnou kapacitu měřené látky c_x :

$$m_v c_v (T_k - T_v) = m_x c_x (T_k - T_x) \quad (7.12)$$

nebo

$$c_x = \frac{m_v c_v (T_k - T_v)}{m_x (T_x - T_k)}, \quad (7.13)$$

kde T_k je výsledná teplota, při které jsou voda i měřená látka v **tepelné rovnováze**.

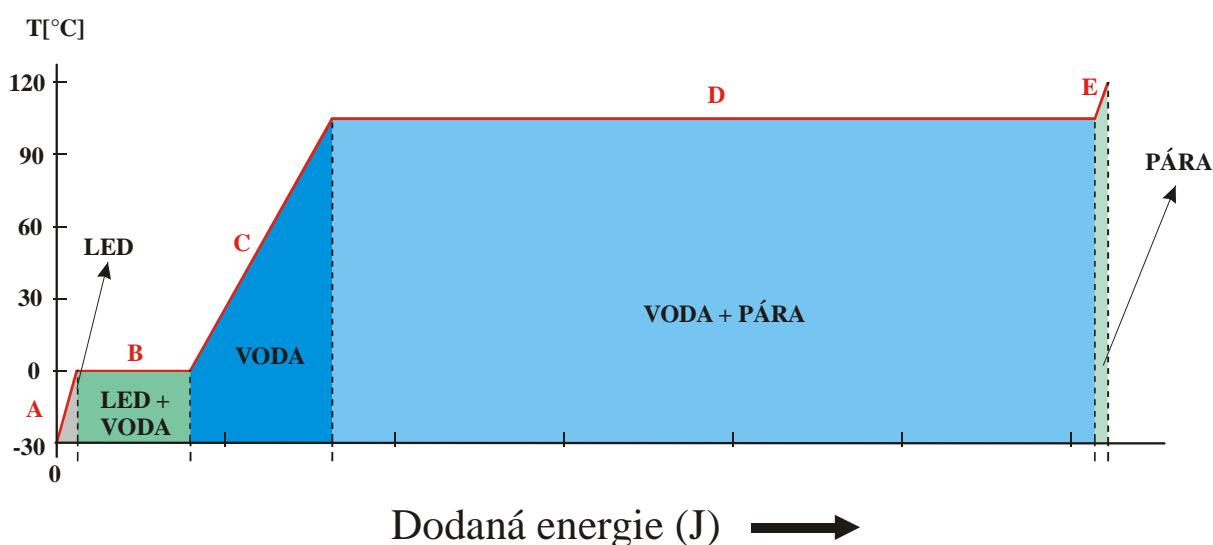
7.4 Latentní teplo

Předáváme-li látce energii, obvykle roste její teplota. Nicméně látky mají také svá skupenství (pevné, kapalné, plynné), ve kterých se nachází za určitých termodynamických podmínek. Zahříváme-li například vodu za atmosférického tlaku ($p = 1,01325 \cdot 10^5$ Pa), obvykle se nám nepodaří překročit teplotu 100°C (neplatí např. při skrytém varu). Jinak řečeno prochází látka během varu **fázovou změnou** (změna skupenství) a kapalina se mění v plynnou fázi. Přenos energie (teplo), který nemá za následek nárůst teploty a při němž dochází k **fázové změně**, se nazývá **latentní teplo**.

Z předchozí definice **latentního tepla** L zjistíme, že energie spotřebovaná při fázové změně čisté látky o dané hmotnosti m je:

$$Q = \pm mL, \quad (7.14)$$

kde znaménko \pm představuje fakt, že pokud budeme látku naopak ochlazovat, bude se například při kondenzaci páry energie uvolňovat (Kolem teploty 0°C jsou sněhové vločky co do tvaru nejpevnější pravděpodobně proto, že při tuhnutí vody se energie uvolňuje, určitá její část se spotřebovává na tání a tyto dva navzájem protichůdné procesy způsobují vznik mnoha malých krystalů ledu.). Na obrázku 7.4.1 lze potom odečíst v oblasti B **latentní teplo tání** L_t a v oblasti D **latentní teplo vypařování** L_v měřené látky o hmotnosti m .



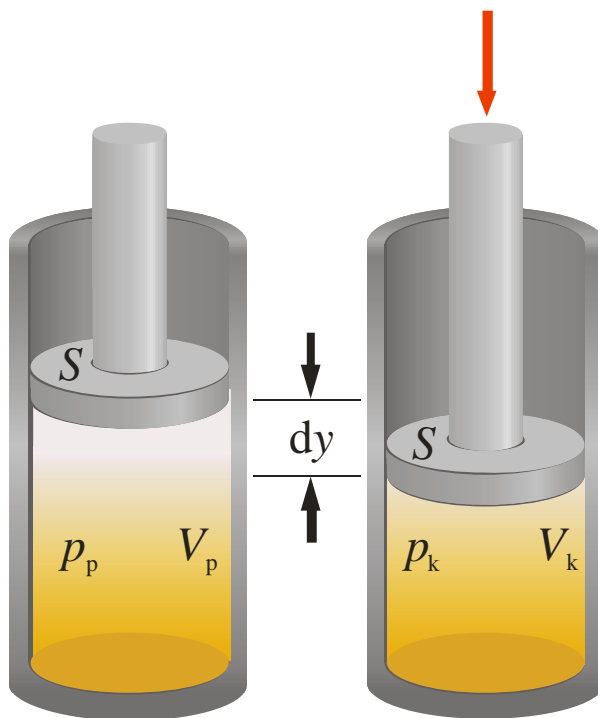
Obr. 7.4.1: Graf závislosti teploty na energii dodané vodě, která postupně mění skupenství. V částech B a D teplota neroste, protože energie se spotřebovává při fázové změně.

7.5 Práce a teplo v termodynamických procesech, první zákon termodynamiky.

Z makroskopického termodynamického pohledu popisujeme **stav systému** tzv. **stavovými veličinami**: tlak p , objem V , teplota T a **vnitřní energie** $E_{\text{vnitřní}}$. Pokud popisujeme konkrétní děj v systému použijeme tzv. **dějové veličiny**: teplo Q a práce W .

V této části kapitoly se budeme zabývat dějovými veličinami. Na obrázku 7.5.1 je vidět jednoduchý příklad práce vykonané na plynu stlačením pístu. Na začátku je plyn uzavřený v nádobě v rovnováze a z makroskopického hlediska je stav tohoto systému zcela určený počátečním tlakem p_p působícím na stěny nádoby a objemem V_p . Sílu, kterou působí plyn na píst o ploše S , můžeme vyjádřit jako:

$$F_p = p_p \cdot S. \quad (7.15)$$



Obr. 7.5.1.: Obrázek ilustrující práci vykonanou na plynu prostřednictvím posunutí dy pístu o ploše S .

Předpokládejme nyní, že píst se bude pohybovat dolů, a tím i kvazistaticky stlačovat plyn, což znamená, že se píst bude pohybovat tak pomalu, aby celý systém byl v **tepelné rovnováze** po celou dobu stlačování. Je to samozřejmě jistá aproximace reálné situace (**nerovnovážná termodynamika**), ale pro naše výpočty v rovnovážné termodynamice

nezbytná. Během pohybu pístu směrem dolů je vnější síla proti směru osy y (viz obr. 7.5.1) vektorově vyjádřena jako:

$$\mathbf{F} = -jF \Leftrightarrow d\mathbf{r} = jdy. \quad (7.16)$$

Infinitesimální změnu práce vykonané na plynu lze potom odvodit ze základního vztahu:

$$dW = \mathbf{F}d\mathbf{r} = -jF \cdot jdy = -Fdy = -pSdy, \quad (7.17)$$

kde velikost vnější síly F je rovna součinu pS , jelikož vnější síla stlačující píst je vždy v rovnováze se silou, kterou působí plyn na plochu S pístu. Nyní ještě zanedbejme hmotnost pístu a pro práci pak lze psát:

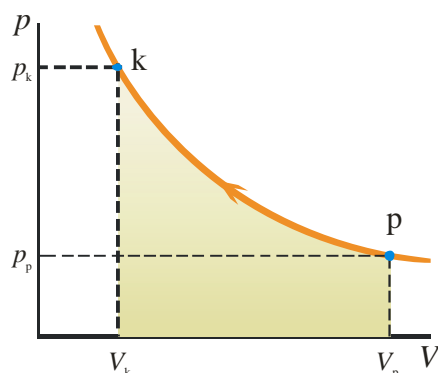
$$dW = -pdV, \quad (7.18)$$

kde dV je rovno Sdy , tedy infinitesimální změně objemu plynu. Jestliže je plyn stlačován, je dV záporné, protože se objem plynu zmenšuje. Práce vykonaná na plynu je potom kladná a celkovou práci vyjádříme:

$$W = - \int_{V_p}^{V_k} p dV, \quad (7.20)$$

kde V_p , resp. V_k je objem plynu na začátku procesu, resp. konečný objem.

Během termodynamických procesů není tlak obecně konstantní, ale závisí na teplotě a objemu. Jestliže jsou **stavové veličiny** tlak a objem měřitelné v každém okamžiku procesu, lze sestavit graf zvaný **PV diagram** (viz obr. 7.5.2).



Obr. 7.5.2: PV diagram. Plyn je stlačován kvazi-staticky (velmi pomalu).

Význam integrálu 7.20 a to, co vyjadřuje **PV diagram**, můžeme shrnout do následující definice:

Práce vykonaná na plynu při kvazi-statickém procesu je rovna záporné velikosti plochy pod křivkou v **PV diagramu** vytvořeném mezi počátečním a konečným stavem plynu.

První zákon termodynamiky

V mechanice jste se seznámili se zákonem zachování mechanické energie. Obecný zákon z. energie říká, že změna energie systému je rovna součtu všech energií předaných mezi systémem a jeho okolím. **První zákon termodynamiky** je speciálním případem zákona zachování energie, který hovoří o změnách ve **vnitřní energii**, **přenosu energie teplem** a vykonanou **práci**. Všechny tyto energie či přenos energie se zachovává a jedná se o zákon, který je použitelný pro mnoho procesů a umožňuje propojení mezi mikrosvětlem a makrosvětlem. Na základě našich předchozích tvrzení lze **první zákon termodynamiky** shrnout:

Velikost předaného **tepla** a vykonané **práce** je přímo úměrná velikosti **vnitřní energie** daného systému.

Z historického hlediska lze uvést i větu vyjadřující totéž:

Nelze sestrojít **perpetuum mobile** 1. druhu, to jest **tepelný stroj**, který by konal práci, aniž by spotřebovával energii.

Matematicky můžeme první zákon termodynamiky vyjádřit:

$$\Delta E_{\text{vnitřní}} = Q + W \quad (7.21)$$

nebo přesněji:

$$dE_{\text{vnitřní}} = \delta Q + \delta W, \quad (7.22)$$

kde $\Delta E_{\text{vnitřní}}$ je vnitřní energie, Q je teplo a W je vykonaná práce. Výraz $dE_{\text{vnitřní}}$ představuje infinitesimální (malou, minimální) **změnu vnitřní energie** a je tzv. **úplným (totálním) diferencíálem**, zatímco δQ a δW jsou infinitesimální změny známých veličin, které jsou

parciálními (neúplnými, částečnými) diferenciály. **Totální diferenciál stavové funkce vnitřní energie** znamená, že je závislá pouze na veličinách určujících stav systému (**stavové veličiny**) a není závislá na způsobu, jakým se systém dostane z jednoho stavu do druhého. **Změna vnitřní energie** je tedy závislá jen na počátečním a koncovém stavu systému. Množství **tepla** δQ a **práce** δW však závisí na způsobu, jakým se soustava mezi počátečním a konečným stavem měnila. Nejsou tedy závislé pouze na počátečním a konečném stavu a nepopisují stav soustavy. Práce ani teplo nejsou funkcemi stavu soustavy, jsou tedy parciálními diferenciály a součet jejich změn je pak vždy roven přírůstku vnitřní energie.

Aplikace **prvního zákona termodynamiky** si předvedeme v [8. kapitole](#), kde se budeme mimo jiné zabývat ideálními plyny.

7.6 Mechanismus přenosu energie (tepla)

Jedním ze základních rysů pojetí energie je obecně platné tvrzení, že **žádná energie nemůže vzniknout z ničeho či zaniknout bez toho, aniž by se přeměnila v jinou**. Energie se tedy vždy a zcela zachovává. Toto je obecné vyjádření **zákona zachování energie**, které lze shrnout do jednoduché matematické formulace:

$$\Delta E_{\text{systému}} = \sum E, \quad (7.22)$$

kde E je energie předaná přes rozhraní mezi systémem a jeho okolím různými mechanismy.

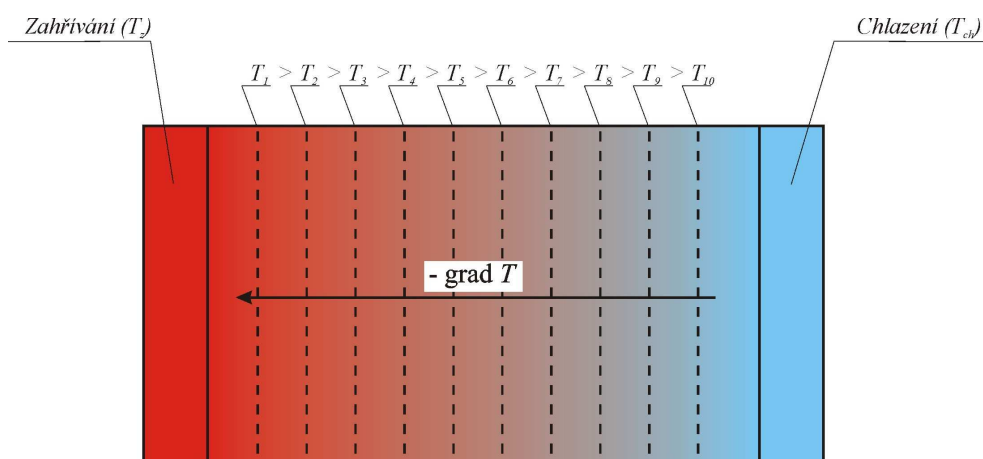
Vedení (kondukce) tepla

Proces přenosu energie teplem můžeme také nazvat **tepelnou vodivostí**. V tomto mechanismu je přenos energie reprezentován na atomární úrovni jako výměna kinetické energie mezi mikroskopickými částicemi - molekulami, atomy, volnými elektrony, kde částice s nižší energií získávají energii srážkami s částicemi s vyšší energií. Jednoduchým příkladem může být pokus, kdy vezmeme dlouhou kovovou tyč a jeden její konec vložíme do ohně. Po chvíli zjistíme, že roste teplota konce tyče, který držíme v ruce. Samozřejmě se zahřívá i naše ruka neboli roste její energie díky **tepelné vodivosti**. Na mikroskopické úrovni

atomy v přímém kontaktu s ohněm kmitají kolem svých rovnovážných poloh s větší amplitudou než atomy kovu, které v přímém kontaktu s ohněm nejsou. Částice mající větší energii předávají, díky vazbám mezi jednotlivými atomy krystalické mřížky, část energie dalším atomům.

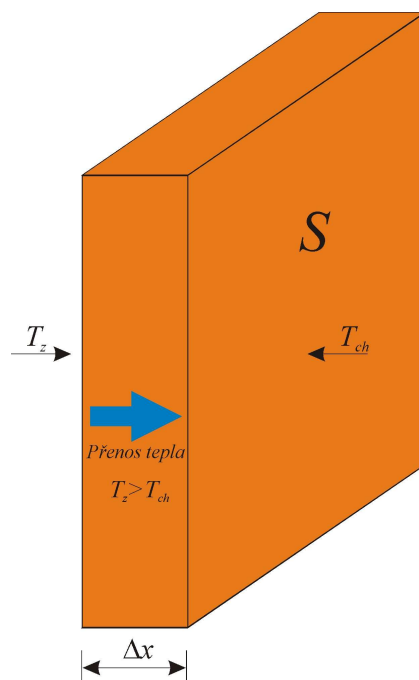
Rychlost přenosu energie **tepelnou vodivostí** závisí na vlastnostech zahřívané látky. Obecně lze říct, že kovy vedou teplo mnohem lépe díky krystalické struktuře (relativně pevné vazby mezi atomy) než azbest, korek, papír či sklo, které jsou převážně amorfního charakteru (slabší vazby mezi jednotlivými molekulami). Dalším důvodem velmi dobré tepelné vodivosti kovů je velký počet volných (delokalizovaných) elektronů, podobně jako při elektrické vodivosti. Tyto elektrony mohou přenášet energii na relativně velké vzdálenosti (z hlediska velikosti atomů). Jinak řečeno, kovy dobře vedou teplo díky vibracím atomů a pohybu volných elektronů.

Vedení **tepla** jakoukoliv látkou je podmíněno rozdílem teplot mezi jednotlivými částmi tělesa. Gravitační a elektrické pole bylo popsáno pomocí intenzit a potenciálů. Setkali jsme se s vyjádřením $E = -\text{grad}\varphi$, kde je intenzita pole definována rozdílem potenciálů. Velmi podobně by bylo možné popsat i tzv. teplotní pole, které si můžeme představit jako jednorozměrný případ na obrázku 7.6.1. Na ekvidistantních čarách je vždy stejná teplota (homogenní teplotní pole), podobně jako v kondenzátoru jsou na ekvipotenciálních čarách stejné potenciály (homogenní elektrické pole). Podle této analogie bychom mohli v třírozměrném prostoru vyjadřovat pole gradientu teploty jako vektorové.



Obr. 7.6.1: Jednorozměrné teplotní pole.

Obvykle lze popis vedení tepla zjednodušit. Představme si nyní těleso o tloušťce Δx a ploše S . Na jedné straně desky je teplota T_z a na druhé T_{ch} , přičemž $T_z > T_{ch}$ (viz obr. 7.6.2).



Obr. 7.6.2: Vedení tepla tělesem o tloušťce Δx a ploše S

Můžeme říct, že rychlost přenosu tepla z teplejší strany na chladnější je $P = Q/\Delta t$. Tento výraz je zároveň přímo úměrný velikosti plochy S , teplotnímu rozdílu ($\Delta T = T_z - T_{ch}$) a naopak nepřímo úměrný tloušťce tělesa Δx :

$$P = \frac{Q}{\Delta t} = \lambda S \frac{\Delta T}{\Delta x}, \quad (7.23)$$

kde Δt je časový interval a λ je **koeficient tepelné vodivosti**. Ze vztahu 7.23 je zřejmé, že se jedná o **výkon**, tzn. rychlost přenosu energie teplem. Pokud bychom chtěli zobecnit předchozí výraz a přijali fakt, že vzdálenosti mezi čarami, na kterých je teplota konstantní, nejsou stejné, dostaneme pro výkon:

$$P = \lambda S \left| \frac{dT}{dx} \right|, \quad (7.24)$$

kde dT/dx je gradient teploty.

Vedení (kondukci) tepla lze popsat také pomocí **rovnice hustoty tepelného toku**. Uvažujeme-li prostor, ve kterém dochází k přenosu tepla ve všech směrech, pak je **teplotní pole** funkcí všech tří souřadnic:

$$\mathbf{q} = -\lambda \left[\mathbf{i} \frac{\partial T}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial T}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (7.25)$$

neboli

$$\mathbf{q} = -\lambda \text{grad}T. \quad (7.26)$$

Vztah 7.25 nebo 7.26 je vektorová rovnice pro **hustotu tepelného toku**, nebo-li tzv. **Fourierův zákon**. **Hustota tepelného toku** je vektorová veličina (narozdíl od výkonu), jejíž velikost je dána hodnotou tepelného toku (teplo za čas, nebo-li výkon) připadající na jednotku plochy. Směr vektoru je kolmý na příslušnou plochu a orientace je ve směru poklesu teploty. **Fourierův zákon** říká, že vektor hustoty tepelného toku je přímo úměrný gradientu teploty. Všimněte si podobnosti tohoto zákona s vyjádřením intenzity elektrického pole pomocí potenciálu.

Koeficient tepelné vodivosti λ má rozměr $\text{J.K}^{-1}\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Podle něj dělíme látky na dobré a špatné vodiče tepla. Dobrymi vodiči, jak už bylo vysvětleno výše, jsou kovy (vedou také dobře elektrický proud). **Koeficient tepelné vodivosti** kapalin je podstatně menší než u kovů. Z tohoto hlediska je můžeme zařadit mezi izolátory. Ještě menší tepelnou vodivost mají plyny.

Proudění (konvekce) tepla

Přenos tepla v tekutinách (kapalinách a plynech) bývá spojen s prouděním (konvekcí). Výpočty proudění tepla jsou podstatně složitější než výpočty vedení tepla. Exaktním způsobem bylo spočítáno jen málo jednoduchých případů. Při složitějších výpočtech jsou často využívány empiricky získané závislosti. Rozeznáváme dva typy konvekce tepla:

(a) **Nucená konvekce** - proudění je způsobeno tlakovým rozdílem (např. použitím čerpadla). V tekutinách existuje rychlostní pole nezávisle na poli teplotním.

(b) **Volná konvekce** - proudění nastane změnou měrné hmotnosti látky při jejím zahřátí. Vznikají tak teplotní rozdíly, které určují teplotní pole, a to je příčinou proudění.

Matematicky lze popsat konvekci obdobnou parciální diferenciální rovnicí jako kondukcí (vedení). Musíme si však uvědomit zásadní rozdíly mezi oběma způsoby transportu tepla. Je zřejmé, že vedením se teplo sdílí nezávisle na proudění. Při proudění musí kromě rozdílů teplot (teplotních gradientů) udávajících teplotní pole existovat ještě pole rychlostní, které způsobuje usměrněný pohyb částic. Nastává potom přenos hmotnosti, a tato pole se

navzájem ovlivňují. **Proudění** je tedy **účinnější přenos tepla** než **vedení**, a to proto, že při proudění se kromě přenosu energie vedením zúčastní přenosu ještě hmotnost částic, které při pohybu přenášejí teplo. Například při ohřívání tekutin se konvekce uplatňuje podstatným způsobem. Ohříváme-li tekutinu zdola, tak spodní vrstvy zvyšují teplotu a zvětšují jejich objem, což má za následek zmenšení hustoty a tekutina proudí nahoru. Na její místo proudí shora chladnější tekutina a tak vzniká **volná konvekce**. Bez konvekce by vznikaly potíže při zahřívání kapalin, protože mají malou tepelnou vodivost. O tom je možné se přesvědčit při zahřívání kapaliny shora, kdy je možné uvést do varu svrchní vrstvu kapaliny a spodní vrstvy zůstávají chladné.

Šíření tepla radiací

Oba předchozí způsoby přenosu tepla (kondukce i konvekce) jsou podmíněny přítomností látkového prostředí, které přenos umožňuje.

Přenos tepla **radiací** se děje prostřednictvím elektromagnetických vln s vlnovou délkou od 10 μ m -340 μ m, které se mohou šířit i ve vakuu. Šíření elektromagnetických vln popisují Maxwellovy rovnice (viz kapitola Elektromagnetické vlny). Kvantový charakter elektromagnetických vln (viz kapitola Kvantová fyzika) se projevuje až při jejich interakci s látkovým prostředím, tj. při emisi nebo absorpci záření, kdy se také projevují tepelné účinky záření.

Elektromagnetické vlny vysílá každé těleso s teplotou různou od **absolutní nuly**. Rozdělení energie v závislosti na vlnových délkách je dáno **Planckovým zákonem** (viz kapitola Záření černého tělesa), podle něhož vlnová délka, které přísluší maximum energie, je nepřímo úměrná termodynamické teplotě tělesa. Celková vyzářená energie je pak úměrná velikosti jeho povrchu, druhu povrchu a vzrůstá se čtvrtou mocninou termodynamické teploty tělesa. Při postupném zahřívání vyzařuje těleso teplo nejprve sáláním a při vyšších teplotách začíná také vyzařovat ve viditelné oblasti spektra (červená-oranžová-žlutá-modrá)

Pro studium zákonů záření byl zaveden pojem **absolutně černého tělesa**, což je idealizované těleso, které beze zbytku pohlcuje elektromagnetické záření všech vlnových délek. Takové těleso pak vyzařuje i největší množství energie. Výkon vyzářený jednotkovou plochou povrchu absolutně černého tělesa v oblasti všech vlnových délek je intenzita vyzařování H , pro kterou platí Stefan-Boltzmannův vztah:

$$H = \sigma T^4, \quad (7.27)$$

kde σ je konstanta ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$).

Podrobněji se budeme touto problematikou zabývat až v kapitole **Záření absolutně černého tělesa**.