

1. Základy sdílení tepla

1.1. Pojmy, symboly, veličiny a jednotky

- **Termodynamická (TD) soustava** je vymezená část prostoru se svou látkovou náplní. Vně ní je její okolí. Soustava je od svého okolí oddělena hranicemi, ať již skutečnými, nebo smyšlenými. Vlastnosti této hranice určují její charakter z hlediska:
 - propustnosti látky:
 - otevřená hranice – může přes ní přecházet energie i látka,
 - uzavřená hranice – oběma směry může přecházet pouze energie, ne látka,
 - propustnosti energie:
 - neizolovaná hranice umožňuje přestup tepla i mechanické práce,
 - izolovaná hranice neumožňuje přestup tepla a mechanické práce mezi soustavou a jejím okolím,
 - stejnorodosti:
 - homogenní – vlastnosti soustavy jsou ve všech částech stejné,
 - nehomogenní – vlastnosti soustavy se v některých částech mění skokově.
- **Termodynamické proměnné** jsou vhodně zvolené funkce (veličiny), které vyjadřují vlastnosti TD soustavy a její vzájemnou interakci s okolím.
- **Termodynamický děj** vyjadřuje změny, ke kterým dochází v soustavě a nebo na její hranici s okolím. Je to posloupnost stavů soustavy, při kterých se TD proměnné mění v prostoru a čase.
- **Termodynamická rovnováha** je stav soustavy, kdy TD proměnné nezávisí ani na místě v soustavě, ani na čase. Tento stav nastává u izolované a uzavřené soustavy po uplynutí určitého času. Úplná termodynamická rovnováha je rovnováha tepelná, mechanická, chemická.
- **Energie** je TD proměnná vyjadřující schopnost soustavy vykonávat práci. Z fyzikální podstaty je třeba rozlišovat vnější a vnitřní energii.
- **Vnější energie** souvisí s pohybem a polohou soustavy v poli vnějších sil. Představuje energii kinetickou.
- **Vnitřní energie** souvisí s vnitřním stavem soustavy a mikrofyzikálními pohyby v ní. Vnitřní energie soustavy se rovná celkové energii, kterou jí musíme dodat, aby přešla z jednoho stavu do druhého.

- **Teplo** je TD proměnná, kterou vyjadřujeme přírůstek nebo úbytek vnitřní energie soustavy, pokud tato energie nevykonává práci a pokud v soustavě neprobíhají chemické reakce a změny skupenství. Je to tedy část vnitřní energie soustavy, která se prostřednictvím mikrofyzikálních interakcí může vyměňovat s okolím. Teplo jako forma přenosu energie je vyjádřením působení neusměrněných mikroskopických sil. Není tedy stavovou veličinou, závisí totiž na způsobu vzájemné interakce soustavy s okolím.
- **Práce** je rovněž formou přenosu energie a jednou z forem, jakou je TD soustava ve vzájemné vazbě s okolím. Na rozdíl od tepla práce souvisí s působením makroskopických usměrněných sil (např. tlaku). Podobně jako teplo nezávisí na stavu soustavy, ale na vzájemné interakci s okolím. Proto také není stavovou veličinou. Práce je popisem uspořádaného vratného přenosu, zatímco teplo je popisem přenosu dokonale chaotického.
- **Termodynamická teplota** je stavová TD proměnná, která vyjadřuje tepelný stav soustavy, a je mírou její celkové vnitřní energie. Je to veličina kvantitativní. Dá se změřit prostřednictvím změny jiných fyzikálních vlastností soustavy, jakými jsou objem a tlak.
- **Zákony termodynamiky**
 - **Nultá věta (zákon) termodynamiky** – vyjadřuje zákon zachování energie. Neizolované TD soustavy, které jsou ve vzájemné interakci a zároveň v TD rovnováze, mají stejnou teplotu.
 - **1. termodynamická věta** vyjadřuje všeobecný princip zachování energie v TD soustavách. Definuje stavovou funkci - vnitřní energii, jenž je vlastností daného stavu uzavřené soustavy závislou na fyzikálních veličinách práce a tepla. Změna vnitřní energie je součtem tepla, které bylo dodáno do systému, a práce, která byla na systému vykonána.
 - **2. termodynamická věta** vyjadřuje skutečnost, že chladnější těleso nepředává teplo tělesu teplejšímu. Určuje tedy směr předávání tepelné energie. Je postavena na definici entropie, která je extenzivní funkcí definující stav systému. Entropie definuje neuspořádanost systému. Celková změna entropie v uzavřeném systému je součtem změny entropie uvnitř systému a entropie, která je do systému přenesena z jeho okolí.
 - **3. termodynamická věta** - při absolutní nulové teplotě je entropie látky rovna nule.
- **Teplotní rozdíl** - Pokud existuje v TD soustavě rozdíl teplot, pak dochází k výměně energií a k jejich vzájemnému vyrovnávání v podobě přenosu tepla. Každý element soustavy má svou vnitřní energii, tedy teplotu a vytváří tak skalární teplotní pole.
- **Tepelný výkon P** je teplo za jednotku času ($\text{J} \cdot \text{s}^{-1} = \text{W}$), je roven tepelnému toku Φ . Je to veličina skalární.

$$P = \frac{Q}{t} \quad (1.1)$$

- **Hustota tepelného toku** q má směr daný normálou a vyjadřuje množství energie procházející daným průřezem za určitý čas. Jednotkou je $\text{W} \cdot \text{m}^2$.

$$q = \frac{dP}{dS} \quad (1.2)$$

- **Tepelná kapacita** C ($\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$) je fyzikální veličina, která vyjadřuje množství tepla, kterým se těleso ohřeje o 1 K.
- **Měrná tepelná kapacita** c ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) je tepelná kapacita jednoho kilogramu látky.

1.2. Kalorimetrické výpočty

Kalorimetrické výpočty patří k základním úlohám tepelné techniky. Typ materiálu určuje, jaké množství tepla je nutné dodat 1 kg látky, aby se ohřála o 1 teplotní stupeň. Schopnost látky akumulovat teplo určuje měrná tepelná kapacita c . Jedná se zpravidla o konstantu v určitém teplotním intervalu. Tab. 1.1 uvádí hodnoty této veličiny pro nejběžnější látky a materiály [2].

Látka	c ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Látka	c ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
voda	4187	železo	450
vzduch ($^{\circ}\text{C}$)	1003	měď	383
ethanol	2460	zinek	385
led	2090	hliník	896
olej	2000	cín	227
suché dřevo ($^{\circ}\text{C}$)	1450	olovo	129
kyslík	917	zlato	129
křemík	703	platina	133

Tab. 1.1: Měrná tepelná kapacita látek a materiálů

Základní otázkou kalorimetrického výpočtu je, jaké množství tepla je zapotřebí pro ohřátí (ochlazení) látky o hmotnosti m při teplotním rozdílu ΔT . Kalorimetrická rovnice pak má tvar

$$Q = m \cdot c \cdot \Delta T \quad (1.3)$$

Přeměna elektrické energie na tepelnou probíhá s účinností η . Celkově dodaná energie pak závisí na elektrickém příkonu zařízení a na čase. Pro elektrickou energii platí vztah:

$$Q_e = P \cdot t \quad (1.4)$$

kde P je příkon (W), t je čas (s).

Sloučením obou rovnic a zahrnutím účinnosti dostaneme výsledný vztah pro rovnováhu tepelné a elektrické energie:

$$m \cdot c \cdot \Delta T = P \cdot \eta \cdot t \quad (1.5)$$

Vztahy mezi nejběžněji používanými jednotkami uvádí následující tabulka.

Jednotka	J	Wh	cal
J	1	$2,778 \cdot 10^{-4}$	0,239
Wh	3600	1	860
cal	4,186	$1,163 \cdot 10^{-3}$	1

Tab. 1.2: Vztahy mezi jednotkami

1.3. Přenos energie a přenos tepla

Při využití tepla jak pro průmyslové aplikace, tak pro potřeby vytápění, se jeho šíření řídí podle obecného principu šíření energie, tedy z místa s větší hustotou energie k místu s menší hustotou energie. Objemová hustota energie ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$) je množství energie W příslušející jednotce objemu prostředí, tedy

$$w = \frac{dW}{dV} \quad (1.6)$$

Intenzitu přenosu energie pak vyjadřuje tepelný tok (výkon)

$$P = \frac{dQ}{dt} \quad (1.7)$$

Hustota tepelného toku ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) se uvažuje jako průchod daného tepelného výkonu plochou $S = 1 \text{ m}^2$.

$$q = \frac{dP}{dS} = \frac{d^2Q}{dS \cdot dt} \quad (1.8)$$

Přenos energie (tepla) prostředím je realizován pomocí nosičů energie. Jsou to částice, které se v daném prostředí vyskytují, ale mají vyšší energii než částice v jejich blízkosti, nebo se do daného prostředí dostanou z okolí. Z toho důvodu jsou druh, rychlost a způsob pohybu částic odlišené a závisí na typu prostředí.

Může se jednat o elementární částice (elektrony, atomy), ale i elektromagnetické vlny, které přenášejí energii pomocí fotonů.

Existují dva konkrétní způsoby přemísťování částic (nosičů energie) a závisí na koncentraci látkových částic v daném prostředí.

První způsob se uplatňuje zejména v prostředích s vysokou koncentrací částic (pevné nebo kapalně skupenství). Pak částice, které se pohybují proti gradientu hustoty energie, jsou v neustálém kontaktu s ostatními částicemi prostředí. Tato neustálá interakce mezi těmito částicemi se nazývá difúzí. Jedná se tedy o přirozený přenos tepla s míst s vyšší tepelnou koncentrací do míst s koncentrací nižší. Energie je odevzdávána prostřednictvím neustálých srážek mezi částicemi.

Další varianta tohoto způsobu přenosu tepla nastává v proudících kapalinách, kde k přenosu energie pomocí difúze ještě přispívá přenos energie hmotností prostředí. Jedná se tedy o způsob přenosu difúzně-konvekční a závisí silně na rychlosti proudění tekutiny.

Druhý a odlišný způsob přenosu energie se uskutečňuje v prostředí s nízkým obsahem částic. Přemísťování nosičů energie probíhá zářením. To může mít například formu světla.

Tyto principy popisují přenos tepla prostředím a jsou pro ně odvozeny tyto tři způsoby přenosu tepla [1]:

- vedení tepla (kondukce),
- proudění tepla (konvekce),
- sálání tepla (záření, radiace).

1.4. Termodynamické procesy

Přenos tepla vedením, prouděním a sáláním a jejich případná kombinace představují tzv. termodynamické procesy.

1.4.1. Vedení tepla, přenos energie difúzí

Difúzní přenos energie ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) je podmíněný pohybem částic prostředí proti gradientu hustoty energie.

$$\varphi = -\frac{1}{2} \cdot v_{\text{av}} \cdot l_{\text{av}} \cdot \text{grad } w \quad (1.9)$$

kde výraz $\frac{1}{2} \cdot v_{\text{av}} \cdot l_{\text{av}} = a_D$ se nazývá také koeficientem difúzního přenosu energie.

Energii v tuhém prostředí, které má blízko termodynamické rovnováže, zastupuje pouze vnitřní energie, její hustota a teplota prostředí. Poté se změna této vnitřní energie dw a teploty dT rovná tepelné kapacitě v jednotce objemu prostředí. Proto lze využít analogie mezi $dw = du$

$$\frac{dw}{dT} \equiv \frac{du}{dT} = \rho \cdot c \quad (1.10)$$

$$dw \equiv du = \rho \cdot c \cdot dT \quad (1.11)$$

Pokud dosadíme rovnice (1.10) a (1.11) do (1.9), získáme hustotu tepelného toku vedením tepla.

$$\mathbf{q}_v = -a \cdot \text{grad } u = -a \cdot \text{grad } (\rho \cdot c \cdot T) \quad (1.12)$$

Pokud se bude měnit pouze gradient teploty, pak

$$\mathbf{q}_v = -a \cdot \rho \cdot c \cdot \text{grad } T = -\lambda \cdot \text{grad } T \quad (1.13)$$

Rovnice (1.13) vyjadřuje hustotu tepelného toku vedením tepla a zároveň je tato rovnice matematickým vyjádřením Fourierova zákona pro vedení tepla. Koeficient λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) vyjadřuje termofyzikální vlastnost prostředí a nazývá se **tepelná vodivost**.

Soubor fyzikálních parametrů

$$a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c} \quad (1.14)$$

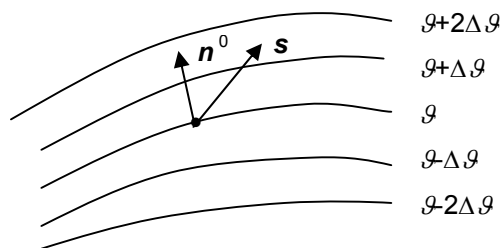
nazýváme **koeficient teplotní vodivosti** ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). Ten je ekvivalentem koeficientu a_D v rovnici (1.9).

Teplotní pole může být

- z hlediska prostoru
 - jednorozměrné $\mathcal{G} = \mathcal{G}(x, t)$,
 - dvojrozměrné $\mathcal{G} = \mathcal{G}(x, y, t)$,
 - třírozměrné $\mathcal{G} = \mathcal{G}(x, y, z, t)$,
- z hlediska času
 - stacionární, např. $\mathcal{G} = \mathcal{G}(x, y, z)$,
 - nestacionární $\mathcal{G} = \mathcal{G}(x, y, z, t)$.

Při výpočtu tepelných ztrát a tepelné pohody prostředí se předpokládá ustálený stav, tj. řeší se případ stacionárního teplotního pole. Skutečné kolísání teplot v čase se zohlední v přídatných koeficientech uplatňovaných v užívaných vztazích.

Spojnice míst se stejnou hladinou tepelné energie se nazývají izotermy (Obr. 1.1), resp. izotermické plochy, a jsou to rovněž místa se stejnou teplotou.



Obr. 1.1: Izotermy

Největší změny teploty nastávají ve směru normály k izotermické ploše. Limitní hodnotou teplotního spádu je gradient teploty

$$\text{grad } \vartheta = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{\Delta \vartheta}{\Delta n} \mathbf{n}^0 \quad (1.15)$$

Je to vektor kolmý k izotermické ploše. Množina teplotních gradientů tvoří vektorové pole. Existence pole (je-li nenulové) znamená, že v prostoru dochází k šíření tepla.

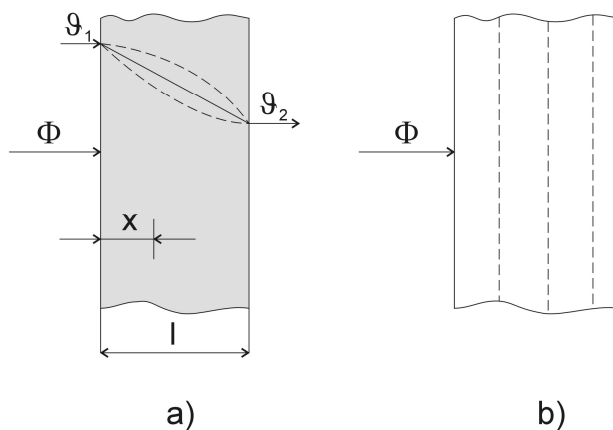
Vedení tepla rovinnou stěnou

Tepelný tok Φ (W) procházející homogenní rovinnou stěnou o tloušťce l , ploše S a rozdílu povrchových teplot ϑ_1 - ϑ_2 (Obr. 1.2a) je

$$\Phi = \frac{\lambda}{l} \cdot S \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_2) \quad (1.16)$$

Teplota ϑ se zmenšuje lineárně se vzdáleností x z hodnoty ϑ_1 na levém rozhraní na teplotu ϑ_2 na pravém rozhraní (rovnice 2.17). Čárkovanou čarou na Obr. 1.2a nad lineárním průběhem je zobrazen skutečný průběh pro keramické materiály, pod lineárním průběhem pro čisté kovy. Na Obr. 1.2b jsou čárkovaně vyznačeny izotermické plochy.

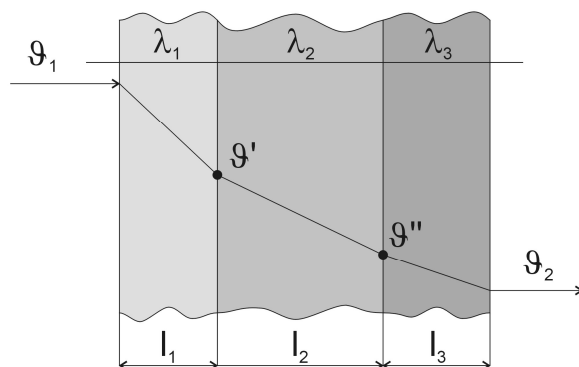
$$\vartheta = \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{l} \cdot x + \vartheta_1 \quad (1.17)$$



Obr. 1.2: Vedení tepla jednoduchou rovinnou stěnou

Je-li stěna složena z několika různě silných vrstev materiálů s rozdílnou tepelnou vodivostí (Obr. 1.3), pak tepelný tok touto konstrukcí je

$$\Phi = \frac{S \cdot (\theta_1 - \theta_2)}{\frac{l_1}{\lambda_1} + \frac{l_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{l_n}{\lambda_n}} \quad (1.18)$$



Obr. 1.3: Vedení tepla složenou rovinnou stěnou

U složené rovinné stěny pro teplotu na rozhraní vrstev platí vztahy:

$$\theta' = \theta_1 - \frac{\Phi \cdot l_1}{\lambda_1 \cdot S} \quad (1.19)$$

$$\vartheta'' = \vartheta_2 + \frac{\Phi \cdot l_2}{\lambda_2 \cdot S} \quad (1.20)$$

Vedení tepla válcovou stěnou

Při vedení tepla z vnitřního povrchu tlustostěnné válcové trubky k vnějšímu povrchu (Obr. 1.4) se při vzrůstajícím průměru zvětšuje také plocha, kterou teplo prochází. Průběh teplot v závislosti na poloměru má proto tvar logaritmické křivky. Pro tepelný tok platí vztah

$$\Phi = \frac{2 \cdot \pi}{\frac{1}{\lambda} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot l \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_2) \quad (1.21)$$

Pro složenou válcovou stěnu (Obr. 1.5) pak obdobně platí vztah

$$\Phi = \frac{2 \cdot \pi \cdot l \cdot (\vartheta_1 - \vartheta_2)}{\frac{1}{\lambda_1} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\lambda_2} \cdot \ln \frac{r_3}{r_2} + \dots + \frac{1}{\lambda_n} \cdot \ln \frac{r_{n+1}}{r_n}} \quad (1.22)$$

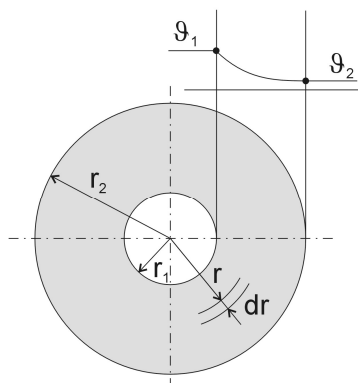
Teploty na rozhraní vrstev pak vypočteme podle

$$\begin{aligned} \vartheta' &= \vartheta_1 - \frac{\Phi}{\pi \cdot l} \cdot \frac{1}{2 \cdot \lambda_1} \cdot \ln \frac{d'}{d_1} \\ \vartheta'' &= \vartheta_2 + \frac{\Phi}{\pi \cdot l} \cdot \frac{1}{2 \cdot \lambda_3} \cdot \ln \frac{d_2}{d''} \end{aligned} \quad (1.23)$$

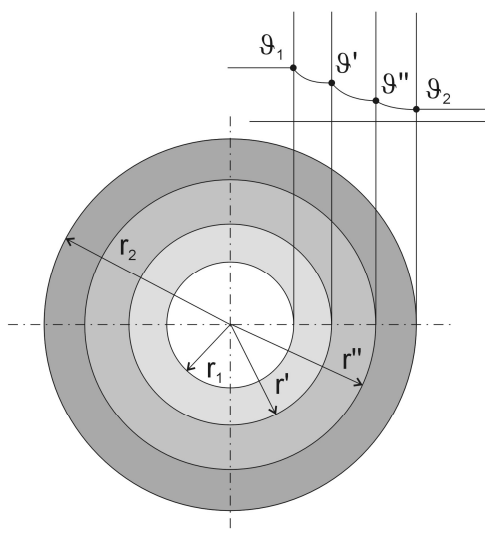
V následující tabulce jsou tepelné vodivosti vybraných materiálů.

Druh materiálu (látky)	Tepelná vodivost λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
vzduch	0,025 (při 20°C)
voda	0,6 (při 20°C)
led	2,2
tepelné izolanty	0,03 – 0,1
dřevo	0,1 - 0,5
stavební materiály	0,2 – 1,2
kámen	15 – 3,5
čisté kovy	50 – 400
slitiny	10 – 200

Tab. 1.3: Tepelné vodivosti vybraných materiálů



Obr. 1.4: Vedení tepla válcovou stěnou



Obr. 1.5: Vedení tepla složenou válcovou stěnou

1.4.2. Proudění tepla, přenos energie difúzně-konvekční

Konvekce je takový způsob přenosu tepla, který je vázán na přenos hmoty o určité vnitřní energii z jednoho místa na druhé. Z makroskopického pohledu se nejedná o přenos tepla, ale o přenos hmoty, na kterou je teplo vázané. Tento pohyb je iniciován buď gradientem teploty, nebo také vnějším působením (např. ventilátorem). Rozlišují se tedy dvě možnosti:

- přirozená konvekce,
- nucená konvekce.

V obou případech se přenos hmotnosti prostředí vyjadřuje pomocí vektoru hustoty toku hmotnosti ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)

$$\mathbf{m}_k = \rho \cdot \mathbf{v} \quad (1.24)$$

Vektor hustoty tepelného toku proudění získáme vynásobením hustoty toku hmotnosti \mathbf{m}_k přenášenou vnitřní energií ($m \cdot c \cdot \vartheta$) v jednotce hmotnosti, tedy

$$\mathbf{q}_k = \mathbf{m}_k \cdot c \cdot T = \mathbf{v} \cdot \rho \cdot c \cdot T = \mathbf{v} \cdot u \quad (1.25)$$

což je v souladu s 1.větou termodynamiky a vyjadřuje přenos tepla pouze prouděním. V reálném prostředí se na přenosu tepla v prostředí podílí i difúze (difúzní přenos tepla). Celkový přenos tepla je poté difúzně-konvekční

$$q_{v,k} = q_v + q_k = -\lambda \cdot \text{grad } T + v \cdot \rho \cdot c \cdot T \quad (1.26)$$

Příspěvek jednotlivých tepelných toků v rovnici (1.26), je závislý na druhu, rychlosti, termodynamických a hydrodynamických podmínkách prostředí. Toto posouzení je v praxi velmi složité a náročné, proto se pro běžné potřeby používá matematicko-experimentální model. Pro obtékání povrchu pevného prostředí s teplotou T_p a proudící tekutinou s teplotou T_i platí rovnice

$$q_k = \alpha \cdot (T_p - T_i) = \alpha \cdot \Delta T \quad (1.27)$$

To znamená, že hustota tepelného toku prouděním je přímo dána teplotním rozdílem mezi povrchem a tekutinou. Velikost hustoty ovlivňuje součinitel přestupu tepla α ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$).

Součinitel přestupu tepla prouděním α je závislý na tlaku, teplotě a rychlosti proudění tekutiny, na druhu proudění (laminární nebo turbulentní) a na fyzikálních vlastnostech kapaliny (hustotě, měrné tepelné kapacitě, tepelné vodivosti a viskozitě) a dále na tvaru, rozměrech a drsnosti obtékaného tělesa. Následující tabulka uvádí hodnoty tohoto součinitele pro některé známé případy.

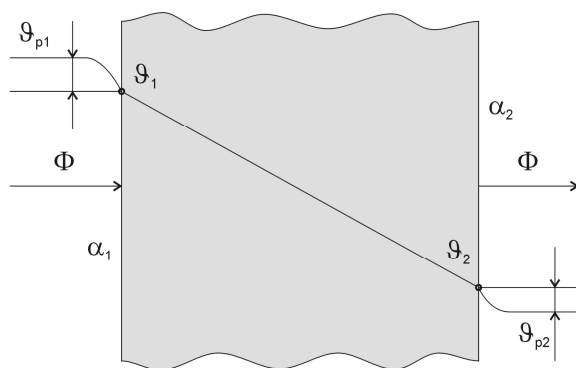
	$\alpha_{\min} (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$	$\alpha_{\max} (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$
klidný vzduch	12,5	125
proudící vzduch	40	2100
proudící kapalina	8400	21000
vroucí kapalina	16800	25100
kondenzující páry	29000	50000

Tab. 1.4: Hodnoty součinitele přestupu tepla [2]

Přenos tepla prouděním patří k nejobtížnějším výpočtovým problémům v tepelné technice. Zabývá se jím mnoho odborné literatury. V důležitých případech je nejlépe, určíme-li součinitel přestupu tepla α sami měřením na modelu co nejvíce odpovídajícím našemu případu při použití uvedených vztahů v nichž se α vyskytuje. Při přestupu tepla prouděním (Obr. 1.6) platí Newtonův zákon:

$$\Phi = \alpha_1 \cdot (\vartheta_{p1} - \vartheta_1) \cdot S \quad (1.28)$$

$$\Phi = \alpha_2 \cdot (\vartheta_2 - \vartheta_{p2}) \cdot S \quad (1.29)$$



Obr. 1.6: Přenos tepla prouděním

Mezi teplotou prostředí a teplotou povrchu je i v ustáleném stavu teplotní rozdíl daný tím, že na povrchu stěny leží vždy tenká vrstva plynu nebo kapaliny, která se neúčastní proudění. Touto vrstvou prochází tepelný tok pouze vedením, a protože tepelná vodivost plynů a kapalin je malá, nastává zde teplotní skok.

1.4.3. Přenos tepla sáláním

Přenos tepla sáláním se liší od vedení a proudění jiným mechanismem přenosu. Přenos energie, respektive tepla, se děje pomocí elektromagnetických vln v celém rozsahu vlnových délek. Elektromagnetické vlnění je vytvářeno každým neprůzračným tělesem o teplotě větší než 0 K a zároveň okolní záření pohlcuje.

Záření lze rozložit na jednotlivé složky, kterým odpovídají jednotlivé vlnové délky, a můžeme tak získat vyzařované spektrum.

Na těleso rovněž dopadá tepelný tok od ostatních těles v prostoru. K ohřevu tělesa pochopitelně dochází, přijímá-li ze svého okolí více energie než samo vyzáří a naopak. Množství vyzařované energie je úměrné ploše aktivního povrchu tělesa a čtvrté mocnině jeho termodynamické teploty. Je rovněž závislé na charakteru povrchu tělesa. Tok energie dopadající na těleso lze rozdělit na tři části:

- A - pohlcený tok (A je poměrná pohltivost – absorpce),
- B – odražený tok (B je poměrná odrazivost - reflexe),
- C - prostupující tok (C je poměrná propustnost).

Musí platit

$$A + B + C = 1 \quad (1.30)$$

Lze definovat tyto extrémy:

$A = 1$ absolutně černý povrch (celá energie tepelného toku je tělesem pohlcena),

$B = 1$ absolutně bílý povrch (veškerá energie je tělesem odražena),

$C = 1$ průzračné (průteplivé) prostředí - dvouatomové plyny a vzduch,

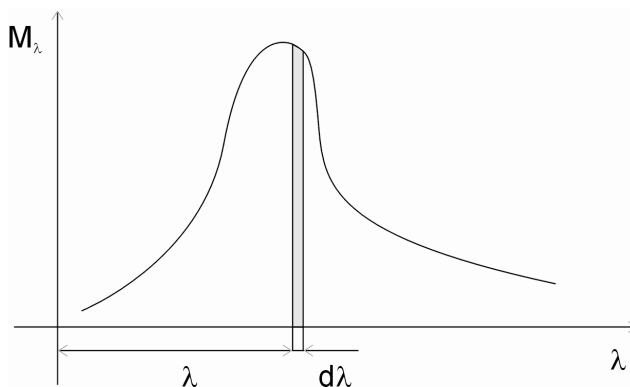
$C = 0$ tepelně neprůzračné prostředí - např. kovy.

Tyto koeficienty mohou být závislé na frekvenci elektromagnetické vlny, proto je možné definovat jejich spektrální hodnoty, a pro všechny vlnové délky musí platit

$$A_{\lambda} + B_{\lambda} + C_{\lambda} = 1 \quad (1.31)$$

Zákony sálání

Přenos tepla sáláním (zářením) se řídí fyzikálními zákony. Povrch zahřátého absolutně černého tělesa vyzařuje souvislé spektrum záření o různých vlnových délkách (Obr. 1.7).



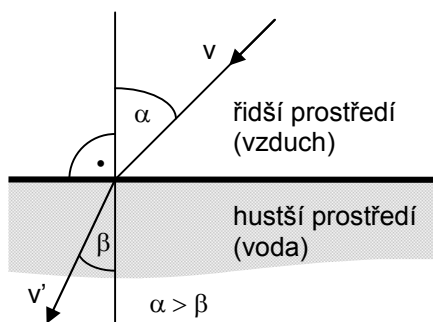
Obr. 1.7: Průběh spektrální zářivosti v závislosti na vlnové délce

Snellův zákon

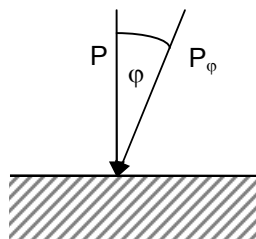
Snellův zákon vyjadřuje charakter šíření záření při přechodu z jednoho prostředí do druhého (Obr. 1.8). Pro směr šíření platí vztah

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v}{v'} = n \quad (1.32)$$

kde n je index lomu, v a v' jsou rychlosti šíření v daných prostředích.



Snellův zákon



Lambertův zákon

Obr. 1.8: Šíření záření na přechodu dvou prostředí [4]

Zákon Lambertův

Zákon Lambertův říká, že výkonově se uplatňuje pouze kolmá složka záření.

$$P = P_{\varphi} \cdot \cos \varphi \quad (1.33)$$

kde φ je úhel dopadu záření, P_{φ} je energie ve směru úhlu φ .

Zákon Stefan-Boltzmannův

Zákon Stefan-Boltzmannův popisuje celkovou intenzitu záření absolutně černého tělesa. Tento zákon říká, že intenzita vyzařování M ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) roste se čtvrtou mocninou termodynamické teploty zářícího tělesa

$$M = \sigma \cdot T^4 \quad (1.34)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$, T je termodynamická teplota v K.

Zákon Planckův

Zákon Planckův popisuje závislost spektrální intenzity záření M_{λ} ($\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$) absolutně černého tělesa na jeho povrchové teplotě

$$M_{\lambda} = f(T, \lambda) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1 \right)} \quad (1.35)$$

kde $C_1 = 3,74 \cdot 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $C_2 = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$.

Rovnice (1.35) udává vyzářený výkon z 1 m² plochy pouze pro 1 vlnovou délku λ . Celkový vyzářený výkon bude sumou pro všechny vlnové délky, tedy pro $\lambda = 0$ do $\lambda = \infty$.

$$M(T) = \int_0^{\infty} M(T, \lambda) \cdot d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1 \right)} \cdot d\lambda \quad (1.36)$$

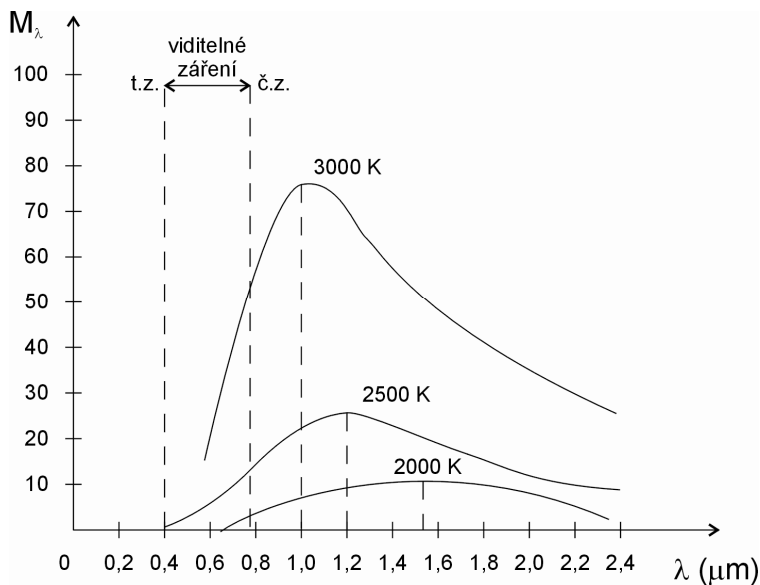
Integrací a dosazením konstant dostaneme vztah

$$M(T) = \sigma \cdot T^4 \quad (1.37)$$

což je vztah vyjadřující Stefan-Boltzmannův zákon - viz. rovnice (1.34).

Zákon Wienův

Spektrální intenzita záření M_λ je za dané teploty nejintenzivnější pro vlnovou délku λ_m , která je nepřímo úměrná této teplotě T . Z toho vyplývá, že těleso vyzařuje svým povrchem při nízké teplotě pouze dlouhovlnné (infračervené) záření. S rostoucí teplotou tedy nejen stoupá zářivost tělesa, ale maximum vyzařovaného spektra se rovněž posouvá ke kratším vlnovým délkám – Wienův posunovací zákon



Obr. 1.9: Wienův posunovací zákon

$$\lambda_m = \frac{2892}{T} \quad (1.38)$$

Lidské oko je přizpůsobeno slunečnímu záření, které má maximum v oblasti barvy žlutozelené, odpovídající vlnové délce $\lambda = 500 \text{ nm}$. Dosazením této hodnoty do Wienova zákona dostaneme teplotu slunečního povrchu

$$T = \frac{2892}{0,5} = 5784 \text{ K} \quad (1.39)$$

Zákon Kirchhoffův

Zákon Kirchhoffův platí pro spektrální i úhrnnou zářivost šedých těles ve vztahu k tělesům s absolutně černým povrchem.

Poměr úhrnné zářivosti a relativní pohltivosti šedého tělesa je závislý pouze na absolutní teplotě tělesa T a nezávisí na barvě povrchu. Můžeme tedy napsat Kirchhoffův zákon pro záření také v této podobě – pro spektrální zářivost:

$$\frac{M_{\text{š}}}{A_{\text{š}}} = f(T) = \frac{M_{\text{č}}}{A_{\text{č}}} = M_{\text{č}} \quad (1.40)$$

$$\frac{M_{\lambda\text{š}}}{A_{\lambda\text{š}}} = f(T, \lambda) = M_{\lambda\text{č}} \quad (1.41)$$

kde $M_{\text{š}}$, $M_{\text{č}}$ ($M_{\lambda\text{š}}$, $M_{\lambda\text{č}}$) jsou úhrnné (spektrální) zářivosti šedého a černého povrchu a $A_{\text{š}}$, $A_{\text{č}}$ ($A_{\lambda\text{š}}$, $A_{\lambda\text{č}}$) jsou relativní (spektrální) pohltivosti šedého a černého povrchu.

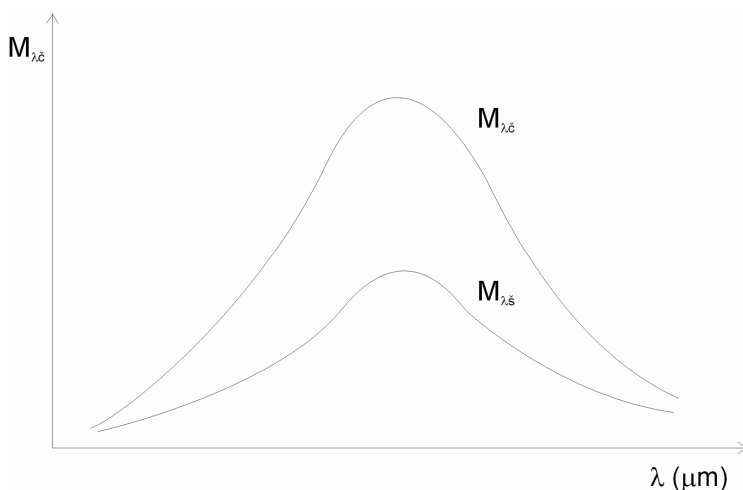
Z křivek na Obr. 1.9 vidíme, že absolutně černý povrch vyzařuje plynulé spektrum zářivosti, nepřerušované mezerami. Pro většinu skutečných, tj. fyzikálně šedých povrchů, je křivka spektrální zářivosti rovněž nepřerušovaná a je podobná křivce černého tělesa (Obr. 1.10). Můžeme tedy napsat:

$$\frac{M_{\lambda\text{š}}}{M_{\lambda\text{č}}} = \text{konst.} = \varepsilon \quad (1.42)$$

Nebo jinak:

$$A_{\text{š}} = \frac{M_{\text{š}}}{M_{\text{č}}} = \frac{\varepsilon \cdot \sigma_{\text{č}} \cdot T^4}{\sigma_{\text{č}} \cdot T^4} = \varepsilon \quad (1.43)$$

Můžeme tedy říci, že poměrná pohltivost $A_{\text{š}}$ je číselně rovna stupni černosti ε uvažovaného povrchu.



Obr. 1.10: Spektrální zářivost pro černý a šedý povrch

Informativní hodnoty emisivity jsou v následující tabulce.

Materiál	Emisivita ε (-)
absolutně černé těleso	1
saze, grafit	0,95
zoxidovaná ocel	0,85-0,95
zoxidovaná měď	0,7
cihla pálená	0,9
cihla šamotová	0,8
zoxidovaný hliník	0,3
lesklý hliník	0,1
leštěná ocel	0,29
leštěný nikl	0,07
leštěné stříbro	0,02
voda, led (hladký povrch)	0,96
sklo	0,94

Tab. 1.5: Hodnoty emisivity [2]

Vzájemné ozařování povrchů těles

Těleso o ploše S vyzařuje sálavý tok:

$$\Phi = M \cdot S = \sigma \cdot T^4 \cdot S \quad (1.44)$$

Budeme uvažovat dvě tělesa o plochách S_1 , S_2 , termodynamických teplotách povrchů T_1 , T_2 a o emisivitách ε_1 a ε_2 . Pak pro sálavý tepelný tok v ustáleném stavu platí pro

- případ dvou povrchů, které tvoří uzavřenou obálku

$$\Phi = \frac{\sigma_{\epsilon} \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \epsilon_1}{\epsilon_1 \cdot S_1} + \frac{1}{F_{12} \cdot S_1} + \frac{1 - \epsilon_2}{\epsilon_2 \cdot S_2}} \quad (1.45)$$

kde F_{12} je faktor osálení (jak na sebe povrchy vidí),

- případ dvou rovnoběžných, stejně velkých ploch, kdy $S_1 = S_2 = S$, $F_{12} = 1$

$$\Phi = \frac{S \cdot \sigma_{\epsilon} \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} \quad (1.46)$$

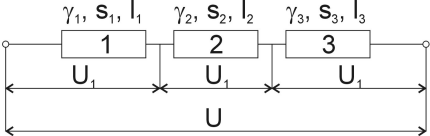
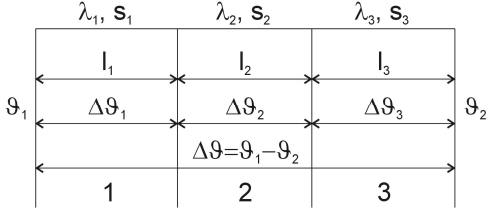
- případ dvou těles, kdy jedno zcela prostorově obklopuje druhé, tedy $S_1 \ll S_2$

$$\Phi = \frac{S_1 \cdot \sigma_{\epsilon} \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{S_1}{S_2} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)} \quad (1.47)$$

1.5. Analogie mezi teplotním a elektrickým polem

Analogie podstatně usnadňuje výpočty šíření tepla v jednodušších soustavách a v ustáleném stavu. Stacionární proudové pole a stacionární teplotní pole jsou nevírová, nezřídlová, proto platí Laplaceova věta. V Tab. 1.6 jsou uvedeny příklady analogie mezi polem elektrickým a teplotním.

Pole elektrické	Pole teplotní
Potenciál Nulový potenciál je v nekonečnu skalární veličina, jednotka (V)	Termodynamická teplota Absolutní nula = -273,15 °C Skalární veličina, jednotka (K)
Napětí $U = V_1 - V_2$ (V)	Teplotní rozdíl $\Delta T = T_1 - T_2$ (K)
Konduktivita γ (S·m ⁻¹)	Tepelná vodivost λ (W·m ⁻¹ ·K ⁻¹)
Rezistivita $\rho = \frac{1}{\gamma}$ (Ω·m)	Měrný tepelný odpor $\frac{1}{\lambda}$ (m·K·W ⁻¹)

<p>Elektrická vodivost</p> $G = \frac{\gamma \cdot S}{l} \text{ (S)}$	<p>Tepelná vodivost</p> $G = \frac{\lambda \cdot S}{l} \text{ (W} \cdot \text{K}^{-1}\text{)}$
<p>Elektrický odpor</p> $R = \frac{l}{\gamma \cdot S} = \frac{\rho \cdot l}{S} \text{ (}\Omega\text{)}$	<p>Tepelný odpor</p> $R = \frac{l}{\lambda \cdot S} \text{ (K} \cdot \text{W}^{-1}\text{)}$
<p>Elektrický proud</p> $I = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} \text{ (A)}$	<p>Tepelný tok</p> $\Phi = \int_S \mathbf{q} \cdot d\mathbf{S} \text{ (W)}$
<p>Odpory v sérii</p>  $R = R_1 + R_2 + R_3$	<p>Vedení tepla složenou stěnou</p>  $R = R_1 + R_2 + R_3$

Tab. 1.6: Příklady elektrotepelné analogie [3]

1.6. Literatura

[1] Novák, P.: Elektrické teplo. Základy a teorie elektrických ohrevů a aplikace. Equilibria, s.r.o, Košice 2010, ISBN 978-80-89284-48-1

[2] Baxant, P., Drápela, J., Lázníčková, I.: Elektrotepelná technika. Elektronické skriptum FEKT VUT v Brně, Brno, 2006

[3] Hradílek, Z.: Elektrotepelná technika. VŠB – TU Ostrava, Ostrava, 1996

[4] Rada J.: Elektrotepelná technika, SNTL, Praha, 1985

[5] Metaxas, A. C.: Foundations Of Electroheat. 1996. ISBN 0-471-95644-9

[6] Isachenko, V., Osipova, V., Sukomel, A.: Heat Transfer, Mir Publisher, Moscow 1969.

[7] Novák, P.: Elektrické ohřevy, I. část - Odporový ohrev. Mercury-Smékal, Košice 2002, ISBN 80-89061-60-5

[8] Hradílek, Z. a kol.: Elektrotepelná technika. Simulace - počítačové programy. Skripta VŠB-TU, Ostrava 2001, ISBN 80-7078-874-7

[9] Kuneš, J.: Modelování tepelných procesů. SNTL Praha 1989, ISBN 80-03-00134-X

[10] Příhoda, M., Rédr, M.: Sdílení tepla a proudění. VŠB Ostrava 1998, ISBN 80-78-549-7