

Procesy, které probíhají přirozeně, nemohou nikdy samy od sebe proběhnout opačným směrem. Takové procesy nazýváme **nevratné procesy**.

Příklad: Nevratné procesy začínají nějakým vnějším zásahem, který poruší rovnováhu. Například ohřejeme kousek kovu v plameni. Potom začne probíhat samovolný nevratný proces, při kterém kousek kovu bude chladnout tak dlouho, dokud jeho teplota neklesne na teplotu okolí, tedy dokud nebude dosaženo rovnovážného stavu.

Nevratný proces

Nevratný proces, též **nevratný (ireverzibilní) děj**, probíhá po narušení stavu termodynamické rovnováhy soustavy takovým vnějším zásahem, že návrat soustavy do rovnovážného stavu nelze považovat za kvazistatický děj (= děj, který je tvořen posloupností rovnovážných stavů plynu za neustálé platnosti stavové rovnice). Mezi nevratné patří všechny procesy probíhající v přírodě a v živých organismech.

Dojde-li k narušení stavu termodynamické rovnováhy soustavy, proběhnou v ní nevratné procesy nazývané též **relaxační procesy**, během kterých soustava přejde do rovnovážného stavu. Relaxační procesy nejsou na rozdíl od vratných procesů kvazistatickými ději. V průběhu těchto procesů dochází v soustavě k vyrovnání hustoty, koncentrací, termodynamické teploty apod. Všechny tyto relaxační procesy jsou spojeny s určitými makroskopickými proudy uvnitř soustavy:

- s hmotnostním tokem,
- s tepelným tokem,
- s tokem elektrického náboje, tj. s elektrickým proudem apod.

Při pomalých procesech lze nerovnovážnou soustavu rozdělit na rovnovážné makroskopické části, které jsou v daném okamžiku charakterizovány konstantní termodynamickou teplotou, hustotou apod. Mezi těmito částmi existuje v každém okamžiku nenulový gradient teploty, hustoty apod. S těmito gradienty je spojen přenos hmotnosti, energie apod. v průběhu nevratného procesu. Při každém nevratném procesu roste entropie termodynamické soustavy.

Makroskopické proudy (jsou charakterizovány veličinami tepelný tok, hmotnostní tok, elektrický proud) vznikají jako následek gradientů; při nepřiliš velkých gradientech je lze vyjádřit jako lineární funkce těchto gradientů. Příkladem je **Fickův zákon** pro *difuzi*, **Fourierův zákon** pro *tepelnou vodivost* a **Ohmův zákon** pro *elektrickou vodivost*.

Obvykle dochází k superpozici jednotlivých procesů, např. teplotní gradient vyvolá nejen tepelný tok, ale i hmotnostní tok (tepelnou difuzi) a elektrický proud (termoelektrické jevy). Každý z toků, hmotnostní tok, elektrický proud, ... lze vyjádřit jako lineární funkci gradientů jednotlivých makroskopických veličin, které můžeme pokládat za termodynamické síly, tj. konkrétně gradient koncentrace, gradient elektrického potenciálu, gradient teploty atd.

Fenomenologická teorie nevratných procesů hledá obecné vztahy mezi jednotlivými proudy. Základní vztah této teorie, tzv. **relaci reciprocity**, odvodil L. Onsager (1931).

Přenosové jevy

Přenosové (transportní) jevy jsou nevratné procesy. Název transportní je odvozen z toho, že při nich dochází k přenosu (transportu) hmotnosti, hybnosti energie, elektrického náboje apod. Mezi přenosové jevy patří např.:

- viskozita tekutin,
- tepelná vodivost,
- difuze,
- elektrická vodivost.

Difuze

Difuze je samovolné pronikání molekul (atomů, iontů aj.) z oblasti vyšší koncentrace do oblasti nižší koncentrace vlivem tepelného pohybu částic (atomů, molekul, skupin molekul) a jejich srážek. Jedná se o přenos látky ve směru proti gradientu koncentrace.

Difuze probíhá ve všech třech skupenstvích, nejrychleji v plynném a nejpomaleji v pevném. Rychlost difuze se řídí **Fickovými zákony**, její mírou je *difuzní součinitel*. Difuze je typický nevratný proces spojený se vzrůstem entropie.

Difuzí se uskutečňují všechny mezifázové procesy, například vznik roztoků, absorpce plynů atd., v metalurgii je difuze jedním z nejdůležitějších dějů při tuhnutí kovů a slitin a při jejich tepelném a tepelně chemickém zpracování.

Difuze *v kovech* probíhá tak, že atomy difundujícího prvku vnikají do porušené mřížky jiného kovu, buď do polohy mimo mřížku, nebo do vzniklého volného místa. Možnost vniknutí atomu nového prvku do struktury jiného kovu závisí hlavně na jeho rozměrech. Prvek s malým poloměrem atomu difunduje do mřížky kovu s větším poloměrem atomu snadněji. Příkladem je difuze uhlíku a dusíku do železa.

Difuze *v mikroelektronice* je technologický proces, kterým se dosahuje v polovodiči vytvoření funkčních oblastí s požadovanými vlastnostmi. Difuzí se dostávají do krystalové mřížky materiálu vhodné příměsi, jako Sb, P, As, Ga, B, které vytvářejí oblasti s požadovaným typem vodivosti. Difuzí lze vytvářet všechny druhy funkčních prvků obvodů v pevné fázi.

Samodifuze (autodifuze) – termín se používá ve dvou významech:

- difuze molekul (atomů, iontů, apod.) téhož druhu v čistém jednosložkovém plynu, který obsahuje molekuly s označenými atomy;
- difuze atomů téhož druhu v krystalové mřížce. Podstatou je vyrovnávání kinetických energií tepelného pohybu jednotlivých atomů. Samodifuze ovlivňuje růst krystalů nové modifikace, který pokračuje přesuny atomů tak dlouho, až se původní fáze zcela spotřebuje, působí také růst zrn při ohřevu kovu.

Tepelná difuze, též *termodifuze*, je difuze, která nastává v homogenní směsi dvou tekutin, jestliže termodynamická teplota není ve všech místech stejná. Je-li v takové směsi teplotní gradient, pak molekuly lehčí složky difundují ve směru gradientu (ve směru rostoucí teploty) a molekuly těžší složky směsi naopak, tj. ve směru klesající teploty. Tím se složení směsi mění, až dosáhne určitého rovnovážného stavu. Takto se dělí např. plynné izotopy.

V ustáleném stavu dvousložkové směsi, v níž dochází k tepelné difuzi, platí vztah

$$\text{grad } x_B = -\frac{k_r}{T} \text{grad } T,$$

kde x_B je molární zlomek těžší látky B (látky o větší hustotě), k_r je *poměr tepelné difuze* (bezrozměrová veličina) a T místní termodynamická teplota.

Tepelnou difuzi dvousložkové směsi v ustáleném stavu charakterizuje *činitel tepelné difuze*

$$\alpha_r = \frac{k_r}{x_A x_B},$$

kde k_r je poměr tepelné difuze, x_A a x_B jsou místní molární zlomky obou látek. Součinitel tepelné difuze je dán vztahem

$$D_r = k_r D,$$

kde D je difuzní součinitel (s jednotkou m^2s^{-1}) a k_r poměr tepelné difuze.

Fickovy zákony jsou základními zákony difuze kapalných a plynných látek.

První Fickův zákon

Látkové množství rozpuštěné látky, která projde za časovou jednotku jednotkovou plochou kolmou ke gradientu koncentrace, neboli hustota difúzního toku $\frac{1}{S} \frac{dn}{dt}$, je v daném místě a okamžiku přímo úměrná gradientu koncentrace látkového množství rozpuštěné látky $\left(\frac{\partial c}{\partial x}\right)_t$,

$$\frac{1}{S} \frac{dn}{dt} = -D \left(\frac{\partial c}{\partial x} \right)_t,$$

Konstanta úměrnosti je difúzní součinitel D . Difúzní součinitel je obecně funkcí teploty, tlaku a složení směsi, především velikosti a pohyblivosti částic. Pro odhad difúzního součinitele D v jednotlivých konkrétních aplikacích existuje řada empirických a semiempirických vztahů. Například pro difuzi ve zředěných roztocích koloidních částic nebo polymerů se používá Stokesovy-Einsteinovy rovnice

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta_2 r_1},$$

kde k je Boltzmannova konstanta, T je termodynamická teplota, η_2 je viskozita disperzního prostředí, r_1 je poloměr disperzní částice.

Pro hmotnostní tok rozpuštěné látky lze první Fickův zákon matematicky vyjádřit také takto:

$$Q_m = \frac{dm}{dt} = -DS \frac{d\rho}{dx},$$

kde Q_m je hmotnostní tok difundující látky ($Q_m = \frac{dm}{dt}$), S plocha, kterou látka difunduje, $\frac{d\rho}{dx}$ gradient hustoty (vztah získáme z prvního Fickova zákona vynásobením molární hmotností látky a průřezem S).

Druhý Fickův zákon vyjadřuje změnu gradientu koncentrace s časem.

Mění-li se koncentrace s časem, potom je časová změna koncentrace určena vztahem

$$\left(\frac{\partial c}{\partial t} \right) = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \right)$$

pro $D = konst.$, čili časová změna koncentrace ve zvolené vrstvě je úměrná změně gradientu koncentrace v této vrstvě.

Druhý Fickův zákon umožňuje určit rozložení koncentrace v závislosti na čase a na vzdálenosti x od dané vztažné roviny.

Předpokládáme, že koncentrace $c = f(x, t)$. Potom časovou změnu hmotnostní koncentrace vyjádříme vztahem:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \right).$$

Transfuze

Transfuze je vzájemné pronikání molekul (atomů, iontů apod.) plynů pórovitými stěnami nebo blanami, které plyny oddělují, i když je tlak na obou stranách stěny stejný, způsobené tepelným pohybem molekul.

Rychlost transfuze se řídí přibližně **Grahamovým zákonem** (1846): Dva plyny oddělené od sebe průlinčitou stěnou pronikají do sebe rychlostmi v_1 a v_2 , které jsou nepřímo úměrné druhým odmocninám z jejich hustot ρ_1 a ρ_2 nebo molárních hmotností M_1 a M_2 :

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}}.$$

Plyn o menší hustotě tedy difunduje rychleji.

Totéž platí pro rychlost průtoku plynů úzkou trubičkou při stejném tlaku, ale jen tehdy, když střední volná dráha unikajících plynů je alespoň desetkrát větší než průměr otvoru.

Průchodu molekul plynu přes jemné pórovité přepážky se užívá k oddělení těžkých sloučenin izotopů téhož prvku. Na jevu transfuze jsou založeny např. indikátory traskavých plynů v dolech.

Osmóza

Osmóza je samovolné pronikání kapaliny přes polopropustnou membránu, např. přes pórovitou stěnu, živočišnou blánu, umělou polopropustnou blánu apod.

Molekuly jedné kapaliny pronikají do druhé kapaliny přes polopropustnou blánu tak dlouho, až nastane rovnovážný stav. Speciální *polopropustná membrána* propouští jen částice rozpouštědla, nepropouští však částice rozpuštěné látky.

Osmotický tlak

Osmotický tlak, značka Π , je přetlak potřebný k udržení osmotické rovnováhy mezi roztokem a čistým rozpouštědlem odděleným polopropustnou membránou propustnou pouze pro rozpouštědlo. Pro silně zředěné pravé roztoky platí *van't Hoffův zákon*: Osmotický tlak ve zředěném roztoku je právě tak velký, jako kdyby rozpuštěná látka byla v plynném stavu a přitom měla objem a teplotu roztoku, což je vyjádřeno vztahem:

$$\Pi = c_B RT,$$

kde $c_B = n_B/V$ je koncentrace látky rozpuštěné B v roztoku o objemu V , R je plynová konstanta, T je termodynamická teplota a n_B je látkové množství látky B. V uvedeném tvaru platí zákon pouze pro neelektrolytické roztoky, tzn. pro takové, v nichž nejsou molekuly disociovány na ionty.

Osmotický tlak elektrolytického roztoku závisí na koncentraci disociovaných iontů, které se z hlediska disociace chovají jako samostatné molekuly. Proto platí vztah

$$\Pi_e = \Pi [1 + (j-1)\alpha],$$

kde Π je osmotický tlak, který by byl v objemové jednotce roztoku, kdyby žádná z molekul nebyla disociována, j je počet iontů, na který se štěpí každá molekula, a α je stupeň disociace.

Sdílení tepla

Sdílení tepla, též **přenos vnitřní energie (přenos tepla)**, je samovolný nevratný proces šíření tepla v prostoru s nehomogenním teplotním polem. Dříve byl používán pojem *přenos tepla*.

Sdílení tepla se uskutečňuje:

- vedením neboli kondukcí,
- prouděním neboli konvekcí,
- zářením neboli radiací.

V praxi se sdílení tepla vedením a prouděním nevyskytují samostatně vůbec anebo jen zřídka. Většinou je jeden způsob sdílení tepla doprovázen způsobem dalším.

Tepelný tok

Tepelný tok, značka Φ , vyjadřuje rychlost průchodu tepla danou plochou nebo také výkon přenášený při průchodu tepla danou plochou:

$$\Phi = \frac{dQ}{dt},$$

kde dQ je teplo, které projde zvolenou plochou za čas dt . Tepelný tok je číselně roven teplu, které projde danou plochou za jednotku času. Jednotkou SI tepelného toku je watt, značka W.

Ztrátový tepelný tok Φ_z je tepelný výkon, který uniká z nějakého zařízení do okolí a není využit pro účel, jemuž zařízení slouží. Termín **tepelné ztráty**, dosud často používaný pro ztrátový tepelný tok, není vhodný.

Hustota tepelného toku

Hustota tepelného toku, též **plošná hustota tepelného toku**, značka \vec{q} v daném místě je vektor, jehož velikost q se rovná podílu tepelného toku $d\Phi$ procházejícího v daném okamžiku zvolenou elementární plochou kolmou ke směru průchodu tepla a plošného obsahu dS této plochy:

$$\vec{q} = \frac{d\Phi}{dS} \vec{n}$$

Směr vektoru \vec{q} je určen směrem sdílení tepla, proto je kolmý k ploše dS

Velikost hustoty tepelného toku je rovna tepelnému toku, který prochází jednotkovou plochou kolmou na směr přenosu tepla. Jednotkou SI hustoty tepelného toku je W/m^2 .

Hustota tepelného toku je takto definována lokálně (bodově).

Celkový tepelný tok

Celkový tepelný tok Φ procházející orientovanou plochou o plošném obsahu S je určen vztahem:

$$\Phi = \int_S \vec{q} \cdot d\vec{S},$$

kde $d\vec{S}$ je vektorový element této plochy, jehož velikost je rovna jeho plošnému obsahu dS , a \vec{n} je jednotkový vektor ve směru normály k ploše v místě, kde je její element určen.

Sdílení tepla vedením

Sdílení tepla vedením, též **sdílení tepla kondukcí**, je způsob sdílení tepla z teplejších míst pevné látky nebo klidné tekutiny k chladnějším místům předáváním energie z částice (molekuly, iontu, atomu apod.) na jinou částici, aniž jsou v pohybu makroskopické části látky.

Pro sdílení tepla vedením v homogenním prostředí platí **Fourierův zákon**, podle něhož hustota tepelného toku \vec{q} je úměrná teplotnímu gradientu

$$\vec{q} = -\lambda \text{ grad } T,$$

kde $\text{grad } T$ je gradient termodynamické teploty T v témže místě látky a λ je součinitel tepelné vodivosti. Záporné znaménko ve vztahu vyjadřuje, že tepelný tok má opačný směr než růst teploty (teplotní gradient).

Při jednorozměrném sdílení tepla vedením ve směru osy x je

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} = -\lambda (\text{grad } T)_x.$$

Konstanta úměrnosti λ - **součinitel tepelné vodivosti**, s jednotkou $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ charakterizuje schopnost dané látky sdílet teplo vedením, je rovna podílu hustoty tepelného toku q a teplotního gradientu $\text{grad } T$:

$$\lambda = \frac{q}{\text{grad } T}.$$

Obecně součinitel tepelné vodivosti závisí na termodynamické teplotě, tlaku a složení látky, jeho přesná hodnota se určuje zpravidla měřením hustoty tepelného toku, gradientu teploty a výpočtem z Fourierova zákona. Obvykle se mění jen málo, takže při většině praktických výpočtů se pokládá v malých teplotních intervalech za konstantní.

- Látky s velkým součinitelem tepelné vodivosti jsou *dobrymi vodiči tepla*. Patří mezi ně kovy, zvláště čisté kovy, např. stříbro, měď, neboť u nich vedení tepla uskutečňují hlavně volné elektrony (Wiedemannův-Franzův zákon).
- Ostatní pevné látky kromě tuhy mají podstatně menší součinitel tepelné vodivosti než kovy.
- Nejmenší součinitel tepelné vodivosti mají plyny. Proto také pevné látky, v nichž je velký počet malých mezer nebo dutin (pórů) obsahujících vzduch, vedou teplo velmi špatně. Používají se jako dobré **tepelné izolanty**, například skelná nebo čedičová vlna, korek apod. Tepelná vodivost takových látek však značně závisí na jejich vlhkosti. Rozlišuje se u nich proto součinitel tepelné vodivosti suché látky λ_s a součinitel tepelné vodivosti vlhké látky λ_v .

Je-li v daném místě termodynamická teplota T v čase konstantní, ale v jiných místech je rozdílná (teplota je funkcí polohy, ale ne funkcí času), je sdílení tepla vedením *ustálené (stacionární)*.

Mění-li se teplota T při vyrovnávání teplotních rozdílů v tělese, je sdílení tepla vedením *neustálené (nestacionární)*. Jedná se o změny teploty v daném místě s časem, tj. termodynamická teplota T daného místa homogenního prostředí je v tomto případě funkcí souřadnic a času:

$$T = T(x, y, z; t).$$

Nejsou-li v daném místě zdroje tepla, potom neustálené sdílení tepla vedením v homogenním prostředí v trojrozměrném případě popisuje **Fourierova rovnice vedení tepla**:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right),$$

kde t je čas, x, y, z kartézské souřadnice a a součinitel teplotní vodivosti látky, který určuje, jak rychle se v látce vyrovnávají teplotní rozdíly. Je definovaný vztahem $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$, kde ρ

hustota a c_p měrná tepelná kapacita při stálém tlaku, jednotkou je čtverečný metr za sekundu, značka m^2/s .

Je-li v daném místě zdroj tepla charakterizován tepelným výkonem, pak **Fourierova rovnice**, tzv. **obecná rovnice vedení tepla** v homogenním prostředí, má tvar:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{c_p \rho} q_0,$$

kde q_0 je výkon, s jakým je teplo generováno v látce o jednotkovém objemu (za 1 s).

Sdílení tepla prouděním

Sdílení tepla prouděním, též **sdílení tepla konvekcí**, je sdílení tepla tekutinou při jejím proudění. Vzniká

- rozdílem hustoty v tekutině, například při jejím zahřívání zdola, tzv. *volné nebo přirozené proudění*,
- vlivem vnějších účinků nezávislých na sdílení tepla (čerpadlem, ventilátorem apod.), tzv. *nucené proudění* (obvykle turbulentní proudění), využívané k zesílení sdílení tepla prouděním a k rychlejšímu vyrovnání termodynamických teplot T v tekutině.

Sdílení tepla prouděním se uplatňuje při přechodu tepla z tekutiny do pevného tělesa nebo obráceně. Přitom vznikne vždy podél pevné stěny ve směru proudu tekutiny tenká vrstva zvaná tepelná **mezní vrstva**, ve které se teplota proudu mění od teploty stěny T_p do hodnoty velmi blízké teplotě neovlivněného proudu T_∞ . Mezní vrstva se vytváří adhezí, tj. přilnavostí molekul tekutiny k povrchu pevného tělesa. V praxi se předpokládá, že tloušťka této vrstvy je taková vzdálenost od povrchu, kde platí $T = 0,99T_\infty$. Sdílení tepla v této vrstvě je v podstatě jen vedením. Pro malou tepelnou vodivost tekutin tvoří mezní vrstva hlavní tepelný odpor pro přestup tepla a vzniká v ní značný teplotní gradient. Vliv sdílení tepla prouděním i vedením, zejména v mezní vrstvě, bývá zahrnut v součiniteli přestupu tepla α , takže při teplotním rozdílu ΔT mezi tekutinou a stěnou se vypočítá hustota tepelného toku vztahem $q = \alpha \Delta T$.

Pozn.: součinitel přestupu tepla α není fyzikálním parametrem látky, určuje se na základě kritériálních rovnic vyplývajících z teorie podobnosti.

Přestup tepla

Přestup tepla je sdílení tepla rozhraním dvou látek různého skupenství, např. pevné látky a kapaliny, plynu a kapaliny apod.

Součinitel přestupu tepla, značka α , je veličina používaná při určování přestupu tepla rozhraním dvou látek různého skupenství, je rovna podílu hustoty tepelného toku q procházejícího rozhraním a rozdílu termodynamických teplot ΔT (resp. Celsiových teplot Δt) obou látek,

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T} = \frac{q}{T_s - T_r} = \frac{1}{R_\alpha},$$

kde T_p je teplota povrchu, T_r je referenční teplotní charakteristika vnějšího okolí, T_α je plošný tepelný odpor přestupu tepla rozhraním.

Součinitel přestupu tepla je velmi složitá funkce řady veličin, které přestup tepla ovlivňují. Při teoretických výpočtech součinitele přestupu tepla se používá teorie podobnosti.

Obecně je součtem součinitele přestupu tepla při proudění h_p a součinitele přestupu tepla při záření h_r $h = h_p + h_r$. Jednotkou SI součinitele přestupu tepla je watt na čtverečný metr a kelvin, $W/(m^2 \cdot K)$.

Prostup tepla

Prostup tepla je kombinovaný případ sdílení tepla mezi dvěma tekutinami (plyn, pára, kapalina) oddělenými vrstvou (stěnou).

Z teplejší tekutiny o termodynamické teplotě T_1 do pevné stěny přechází teplo konvekcí, kondukcí a zářením. Pevnou stěnou prostupuje teplo kondukcí a do chladnější tekutiny o teplotě T_2 opět konvekcí, kondukcí a zářením. Povrchové teploty stěny se neshodují s teplotami tekutin (vzniká mezní vrstva). Teplota stěny na straně teplejší tekutiny je $T_1' < T_1$ a na straně chladnější tekutiny $T_2' > T_2$. Bez teplotního gradientu by sdílení tepla mezi tekutinami a stěnou nebylo možné.

Tepelný tok Φ , který prostoupí rovinnou stěnou z tekutiny o vyšší termodynamické teplotě T_1 do tekutiny o nižší teplotě T_2 při ustáleném tepelném toku, závisí na plošném obsahu S teplosměnné plochy, na rozdílu termodynamických teplot obou prostředí a na součiniteli prostupu tepla K . Platí

$$\Phi = KS(T_1 - T_2).$$

Součinitel prostupu tepla, značka K , je veličina používaná při určování sdílení tepla mezi dvěma tekutinami oddělenými od sebe pevnou přepážkou z homogenní látky ve tvaru desky, například stěnou, je dán podílem hustoty tepelného toku a teplotního gradientu. Můžeme jej vypočítat z převrácené hodnoty plošného tepelného odporu R_K prostupu tepla přepážkou z jedné tekutiny do druhé, $K = \frac{1}{R_K}$.

$$R_K = R_e + R_\lambda + R_i,$$

kde $R_e = \frac{1}{h_e}$ a $R_i = \frac{1}{h_i}$ je plošný tepelný odpor prostupu tepla na vnější (exterior) a na vnitřní straně (interior) přepážky (stěny), h_e a h_i jsou součinitelé přestupu tepla na vnější a vnitřní straně a R_λ je plošný tepelný odpor přepážky.

Součinitel prostupu tepla je jednoznačně definován, stejně jako plošný tepelný odpor R_K , pouze tehdy, je-li hustota tepelného toku v prostoru mezi oběma tekutinami konstantní, tedy při stacionárním přenosu tepla.

Jednotkou SI součinitele prostupu tepla je watt na čtverečný metr a kelvin, $W/(m^2 \cdot K)$.

Doporučený odkaz pro opakování: http://webfyzika.fsv.cvut.cz/PDF/prednasky/prenos_tepla.pdf
Upozornění: značení některých veličin se liší!

Sdílení tepla zářením

Sdílení tepla zářením (sáláním), je způsob sdílení tepla uskutečňovaný elektromagnetickým zářením.

Tělesa při teplotách nižších než asi $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $560\text{ }^{\circ}\text{C}$ vyzařují elektromagnetické záření v infračervené oblasti (pro lidské oko neviditelné). Toto záření se často nazývá **tepelné záření**. Je stejné povahy jako světlo, patří do elektromagnetického záření, ve vakuu se šíří rychlostí světla. Proto ke sdílení tepla zářením není nutné hmotné prostředí, může probíhat i ve vakuu, například Slunce tímto způsobem ohřívá Zemi.

Za tepelné záření v užším slova smyslu pokládáme elektromagnetické záření s vlnovými délkami v rozmezí 10 až $340 \cdot 10^{-6}$ m.

Při interakci záření s látkou dochází ke třem jevům: část záření se odrazí, část se pohltí a část projde. V ideálním případě, kdy se všechna energie přenáší pouze jediným způsobem, dělíme tělesa na dokonale černá (vše absorbuje), dokonale bílá (vše odráží) a dokonale průteplivá (vše propouští).

Veličiny, které se využívají k popisu zákonů vyzařování těles:

Zářivá energie E je energie vyzařená, přenesená nebo přijatá prostřednictvím elektromagnetického záření

$$E [J]$$

Zářivý tok Φ_e udává výkon přenášený zářením

$$\Phi_e = \frac{dW}{dt}, [W]$$

Spektrální hustota zářivého toku je podíl zářivého toku připadajícího na infinitezimální interval vlnových délek $\langle \lambda, \lambda + d\lambda \rangle$ a velikosti tohoto intervalu $d\lambda$

$$\Phi_\lambda = \frac{d\Phi_e}{d\lambda}, [W \cdot m^{-2}]$$

Intenzita vyzařování (hustota vyzařování, emisivita) M_e je podíl zářivého toku z povrchového elementu zářícího tělesa a obsahu tohoto elementu

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS}, [W \cdot m^{-2}]$$

Spektrální hustota vyzařování je rovna podílu intenzity vyzařování připadající na infinitezimální interval vlnových délek $\langle \lambda, \lambda + d\lambda \rangle$ a velikosti tohoto intervalu $d\lambda$

$$M_\lambda = \frac{dM_e}{d\lambda}, [W \cdot m^{-3}]$$

Zákony záření těles:

Kirchhoffův zákon pro úhrnné záření: U libovolného tělesa vydávajícího tepelné záření je podíl intenzity vyzařování M_e a pohltivosti α funkcí pouze termodynamické teploty T tělesa,

$$M_e = \alpha f(T)$$

α pohltivost, tj. poměr pohlceného zářivého toku tělesem a zářivého toku dopadajícího na povrch, vždy $0 \leq \alpha \leq 1$, pro těleso tmavého povrchu je α velké, světlého malé

f funkce teploty

Kirchhoffův zákon pro **monochromatické záření**:

Podíl spektrální hustoty intenzity vyzařování M_λ a monochromatické pohltivosti α_λ je funkcí jen termodynamické teploty a příslušné vlnové délky λ ,

$$M_\lambda = \alpha_\lambda F(T, \lambda)$$

α_λ monochromatická pohltivost, vždy $0 \leq \alpha_\lambda \leq 1$

F funkce teploty a vlnové délky

přičemž funkce f a F jsou stejné pro všechna tělesa, tedy i pro černé těleso. Tvar funkce f udává Stefanův-Boltzmannův zákon vyzařování a tvar funkce F Planckův zákon vyzařování.

Zákony záření absolutně černého tělesa, tedy tělesa s pohltivostí $\alpha = 1$:

Pozn.: Index 0 u značky veličin zdůrazňuje skutečnost, že vyjadřují vlastnosti černého tělesa.

Stefanův-Boltzmannův zákon:

hustota tepelného toku, tj. intenzita vyzařování pro dokonale černé těleso je přímo úměrná čtvrté mocnině povrchové teploty tělesa

$$M_0 = \sigma T^4$$

kde $\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ je Stefanova-Boltzmannova konstanta

Planckův zákon vyzařování dokonale černého tělesa:

$$M_{0\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)}$$

Boltzmannova konstanta $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$, rychlost světla ve vakuu $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,

Planckova konstanta $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$.

Wienův zákon posuvu:

pro každou teplotu existuje vlnová délka λ_{\max} , na níž je spektrální hustota vyzařování absolutně černého tělesa nejvyšší. S rostoucí teplotou se tato vlnová délka posouvá směrem ke kratším vlnovým délkám, protože její hodnota je s absolutní teplotou spojena vztahem

$$\lambda_{\max} T = b,$$

kde $b = \frac{hc}{4,965k} = 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$.

