

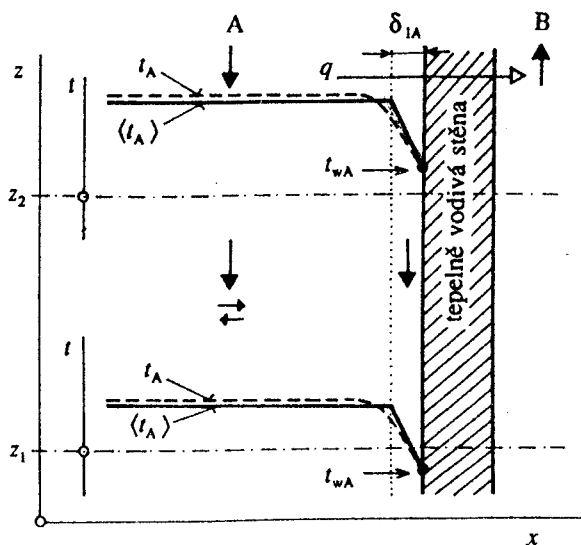
16 Sdílení tepla prouděním

Hlavní cíle kapitoly: Podrobněji se seznámit s Newtonovým ochlazovacím zákonem, tj. s definicí součinitele přestupu tepla, dále s teplotním profilem a s bilancí entalpie v proudící tekutině, s přestupem tepla při volném a nuceném proudění bez fázové přeměny, při kondenzaci páry a při varu kapaliny, s některými kritériálními rovnicemi pro výpočet součinitele přestupu tepla, s řádovými hodnotami součinitele přestupu tepla v různých případech a s přístupem k výpočtu součinitele přestupu tepla.

Požadované znalosti: Mechanismy sdílení tepla, principy sdílení tepla prouděním, laminární a turbulentní proudění tekutiny, laminární podvrstva, objemové změny při vypařování kapaliny a při kondenzaci páry, bilance entalpie a kinetika procesu vyjádřená pomocí hybné síly děje.

16.1 Součinitel přestupu tepla

Sdílení tepla mezi povrchem stěny a okolní tekutinou označujeme jako *přestup tepla* (ze stěny do tekutiny nebo z tekutiny do stěny). Přitom obvykle dochází ke sdílení tepla současně prouděním a vedením (v jádru tekutiny) a pouze vedením (u stěny). Principy sdílení tepla prouděním (konvekci), na které nyní navazujeme, jsou vyloženy v odd. 15.1.2.



Obr.16.1. Teplotní profil $t(x)$ při obtékání rovinné stěny tekutinou A ve dvou výškových úrovních z_1 a z_2
—— idealizovaný průběh,
----- skutečný průběh

Obr.16.1 ukazuje rozdělení teplot (teplotní profil) kolmo k rovinné tepelně vodivé

stěně obtékané tekutinou A. Předpokládáme sdílení tepla mezi vnějším povrchem stěny a okolím, které tvoří tekutina B. V příkladu na obr.16.1 uvažujeme sdílení tepla od tekutiny A ke stěně. Získané závěry platí ovšem i pro opačný směr sdílení tepla. V obrázku je naznačena tepelně vodivá stěna obtékaná tekutinou B. Teplotní profil je však zakreslen jen v prostoru vyplněném tekutinou A.

Z obr.16.1 vidíme, že v jádru tekutiny A je vlivem značného příčného promíchávání teplotní profil velice plochý. Jelikož laminární vrstvička u stěny má relativně malou tloušťku δ_{lA} (řádově 10^{-3} m), je teplota v jádru tekutiny blízká její střední teplotě $\langle t_A \rangle$. Střední teplota je definována jako zprůměrněná pomocí hmotnostního toku tekutiny, který označíme $\dot{m}_A$ (místní teplota tekutiny v místě vyššího hmotnostního toku se ve střední hodnotě uplatňuje úměrně vyšší váhou)

$$\langle t_A \rangle = \frac{1}{\dot{m}_A} \int_{S_A} t_A v_A \rho_A dS_A \quad (16-1)$$

kde t_A je místní teplota, v_A - místní rychlost, ρ_A - místní hustota, S_A - průtočný průřez, $\dot{m}_A$ - celkový hmotnostní tok tekutiny A. Pro tekutinu B platí obdoba rov. (16-1).

Přestup tepla mezi tekutinou a stěnou je možno popsat analyticky *) nebo empiricky. K empirickému popisu se zpravidla používá tzv. *empirický Newtonův ochlazovací zákon*, kterým je definován *součinitel přestupu tepla* α , který platí i pro ohřívání. Součinitel přestupu tepla představuje součinitel úměrnosti v rov. (15-3):

$$d\dot{Q} = \alpha_A | \langle t_A \rangle - t_{wA} | dA \quad (16-2)$$

kde jednotlivé symboly jsou: t_{wA} - teplota povrchu stěny na straně tekutiny A, dA - element povrchu stěny, $d\dot{Q}$ - tepelný tok tímto elementem povrchu stěny, α_A - součinitel přestupu tepla na straně tekutiny A. Z rov. (16-2) vyplývá rozměr a jednotka součinitele α v SI soustavě:

$$[\alpha] = \text{P L}^{-2} \Theta^{-1} \equiv \text{M T}^{-3} \Theta^{-1} \quad [\alpha] = \text{W m}^{-2} \text{K}^{-1} \equiv \text{kg s}^{-3} \text{K}^{-1}$$

kde P je rozměr příkonu.

Rov. (16-2) můžeme ještě zjednodušit pomocí intenzity toku tepla q , definované rov. (15-11). Dostaneme

$$q = \alpha_A | \langle t_A \rangle - t_{wA} | \quad (16-3)$$

Z tohoto zápisu je dobře patrná analogie s Ohmovým zákonem [viz rov. (1-4) v odd. 1.6].

Podle obr. 16.1 musí v ustáleném stavu platit:

*) Analytický popis přestupu tepla představuje integrál diferenciální *Fourierovy-Kirchhoffovy rovnice*, jejíž odvození je v příloze A10.

$$\alpha_A (\langle t_A \rangle - t_{wA}) = \lambda_A \frac{\langle t_A \rangle - t_{wA}}{\delta_{IA}} \quad (16-4)$$

kde λ_A je tepelná vodivost tekutiny A při aritmetické střední teplotě $t_{as} \equiv 0,5 (\langle t_A \rangle + t_{wA})$. Rov. (16-4) vyjadřuje, že při ustáleném stavu je intenzita tepelného toku vlivem přestupu tepla z tekutiny A na stěnu rovna intenzitě tepelného toku vedením napříč laminární podvrstvou o tloušťce δ_{IA} .

I když Newtonův ochlazovací zákon je vyjádřen jednoduchým vztahem (obdobně jako Fourierův zákon), jde o velmi složitý problém. Na rozdíl od hodnoty λ není α materiálovou konstantou, ale složitou funkcí mnoha dalších veličin. Hodnota součinitele přestupu tepla závisí především na způsobu realizace proudění tekutiny, který určuje nejen intenzitu složky pohybu tekutiny kolmo na teplosměnnou plochu, ale i tloušťku laminární podvrstvy, do níž je soustředěn odpor proti sdílení tepla přestupem. Jak jsme již ukázali v kap. 15, liší se charakter pohybu tekutiny při volném nebo nuceném proudění a při laminárním nebo turbulentním proudění. Jiný pohyb bude mít ovšem tekutina podél zakřiveného nebo tvarovaného povrchu či v prostoru s příčnými vestavbami (žebra, přepážky). Jiné proudění nastane v nádobě s rotujícím míchadlem. Značný vliv na součinitel přestupu tepla má přítomnost další fáze (emulze, suspenze, kapalina s plynnými bublinami), dochází-li k fázové přeměně (kondenzace páry, var kapaliny apod.).

Proto existuje značné množství většinou čistě empirických vztahů k výpočtu součinitele přestupu tepla pro jednotlivé případy. Protože by však rozměrové vztahy byly příliš složité, jsou zaváděny bezrozměrové veličiny. Tím se sníží počet proměnných, jak ukazuje kap. 6. Tyto vztahy obsahují bezrozměrová kritéria podobnosti, a nazývají se proto *kritériální rovnice*. Nyní uvedeme nejdůležitější kritéria podobnosti, která se uplatňují při popisu sdílení tepla prouděním.

16.2 Kritéria podobnosti uplatňovaná při popisu sdílení tepla prouděním

S některými kritérii podobnosti, která se uplatňují při popisu sdílení tepla prouděním, jsme se již setkali: v kap. 6 (str. 145) je uveden příklad 2 na odvození kritérií podobnosti pro případ sdílení tepla v proudící tekutině.

Odvození vychází ze dvou rovnic. První je jednosměrná *Fourierova-Kirchhoffova rovnice* odvozená v příloze A10 a charakterizující rozdělení teplot v proudící tekutině, dochází-li k přestupu tepla. Druhou rovnicí je *okrajová podmínka*, která je svým významem shodná s rov. (16-4).

Doporučujeme seznámit se s tímto odvozením v kap. 6, neboť zde uvádíme pouze získané výsledky:

Součinitel přestupu tepla α je obsažen v *Nusseltově kritériu*:

$$Nu \equiv \frac{\alpha l}{\lambda} \quad (16-5)$$

kde l je charakteristická délka (ekvivalentní průměr trubky, tloušťka filmu, průměr obtékané koule ap.) a λ - tepelná vodivost tekutiny. Soubor proměnných, na kterých závisí hodnota Nu , se ovšem liší podle toho, jak je realizováno proudění tekutiny (tj. jaký je konkrétní mechanismus konvekčního sdílení tepla).

Dalším kritériem odvozeným v kap. 6 je *Fourierovo kritérium*:

$$Fo \equiv \frac{l^2}{a \tau} \quad (16-6)$$

kde a je teplotní vodivost a τ - čas od zahájení procesu sdílení tepla prouděním. Fourierovo kritérium se uplatňuje při popisu neustáleného sdílení tepla, jelikož obsahuje čas τ .

Konečně poslední kritérium odvozené v kap. 6 (příklad 2) je *Pécletovo kritérium*:

$$Pe \equiv \frac{v l}{a} \quad (16-7)$$

kde v je charakteristická rychlost proudění tekutiny. Při proudění tekutiny v trubkách se zpravidla za charakteristickou rychlost v dosazuje střední rychlost tekutiny v průtočném průřezu a za charakteristický délkový rozměr l průměr d nebo ekvivalentní průměr trubky d_{ek} .

V kap. 6 je uvedena důležitá poznámka, že uvedená kritéria, která charakterizují vlastní sdílení tepla prouděním, je třeba rozšířit o kritéria hydrodynamická, charakterizující proudění tekutiny. Tato kritéria jsou odvozena opět v kap. 6 (str.143) v příkladu 1.

Kromě jiného je zde uvedeno *kritérium Reynoldsovo*:

$$Re \equiv \frac{v l}{\nu} \quad (16-8)$$

Vidíme, že rychlost proudící tekutiny v je obsažena jak v Pécletově, tak i v Reynoldsově kritériu. Proto mnozí autoři kombinují obě kritéria, a získávají tak *Prandtlovo kritérium*:

$$Pr \equiv Pe / Re = \frac{v l / a}{v l / \nu} = \nu / a \quad (16-9)$$

Prandtlovo kritérium tedy zahrnuje vlastnosti tekutiny, které jsou důležité při molekulárním sdílení hybnosti a tepla. Dosadíme-li do rov. (16-9) za kinematickou viskozitu $\nu = \eta / \rho$ a za teplotní vodivost $a = \lambda / (\rho c_p)$, dostaneme často používané vyjádření

$$Pr = c_p \eta / \lambda \quad (16-9a)$$

Připomeňme opět, že všechny veličiny v této rovnici představují vlastnosti tekutiny.

Autoři používající Prandtlovo kritérium v rovnicích popisujících sdílení tepla prouděním uplatňují buď Reynoldsovo (častější případ), nebo Pécletovo kritérium.

Uplatnění Pécletova nebo Reynoldsova kritéria při sdílení tepla prouděním je vhodné jen v těch případech, kdy je známa charakteristická rychlost u , což je při *nuceném proudění*.

V jiných případech dochází k *cirkulaci* tekutiny uvnitř zařízení a určení charakteristické rychlosti činí potíže. S touto situací jsme se již setkali při vsádkovém míchání kapalin rotačními míchadly, kdy střední rychlost v libovolném průřezu nádoby (kolmo na její osu) je rovna nule. Problém jsme vyřešili tím, že jsme zvolili jako charakteristickou rychlost součin frekvence otáčení n a průměru míchadla d , což je veličina úměrná obvodové rychlosti míchadla. Takto *modifikovaná* kritéria se uplatňují i při popisu sdílení tepla při míchání.

Při *volném proudění*, které je vyvoláno rozdílem hustot tekutiny u teplosměnné plochy a v jádru tekutiny (vlivem rozdílných teplot - viz odd. 15.1.2), je střední rychlost tekutiny také rovna nule. Probíhá cirkulace tekutiny, na jejíž intenzitě je v tomto případě závislý přenos tepla prouděním.

Intenzitu volné cirkulace tekutiny vyjádříme nepřímo pomocí těch veličin, které jsou pro cirkulaci rozhodující. Především se zde uplatňuje rozdíl teplot $\Delta t \equiv \langle t \rangle - t_w$ mezi jádrem tekutiny a povrchem teplosměnné plochy. Tento rozdíl teplot vyvolá rozdíl hustot tekutiny $\Delta \rho \equiv \rho_w - \rho$ u teplosměnné plochy a v jádru tekutiny. Souvislost mezi oběma veličinami lze vyjádřit pomocí koeficientu teplotní objemové roztažnosti. Tento koeficient je definován vzorcem

$$\beta \equiv \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (16-10)$$

kde V značí objem. Při malých změnách lze přibližně psát

$$\beta \doteq \frac{1}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta t} \quad (16-10a)$$

tj.

$$\beta \Delta t = \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (16-10b)$$

Rozměr a jednotka koeficientu β jsou:

$$[\beta] = \Theta^{-1} \quad [\beta] = K^{-1} \quad (16-10c)$$

Na pohyb tekutiny vyvolaný rozdílem hustot se můžeme dívat jako na sedimentaci oblasti tekutiny s vyšší hustotou v tekutině o menší hustotě. K vystižení tohoto jevu slouží Archimedovo kritérium (viz kap. 10). V poli gravitačního zrychlení platí

$$Ar = \frac{g l^3 \Delta \rho}{\nu^2 \rho} \quad (16-11)$$

kde l je charakteristický lineární rozměr systému a ν - kinematická viskozita tekutiny. Dosazením do rov. (16-11) za $\Delta \rho / \rho$ z rov. (16-10b) dostaneme *Grashofovo kritérium*, které se užívá k vyjádření intenzity cirkulace vlivem rozdílu teplot při volném proudění tekutiny:

$$Gr \equiv \frac{g l^3}{\nu^2} \beta \Delta t \quad (16-12)$$

Definice charakteristické délky l plyne z další představy o cirkulaci tekutiny vlivem rozdílu hustot. Tato představa (vede ke stejným závěrům jako představa o sedimentaci) je založena na tom, že cirkulační pohyb je vyvolán rozdílem hydrostatických tlaků ($h \Delta \rho g$) u dna nádoby, kde h je výška sloupce tekutiny.

Za charakteristickou délku l je tedy třeba do Grashofova kritéria volit výšku té části teplosměnné plochy, která je ve styku s tekutinou. Např. u stojatého válce je to jeho délka, u ležatého jeho průměr.

16.3 Popis různých případů přestupu tepla

V této části uvádíme jen nejběžnější případy přestupu tepla, a to přestup tepla při volném a nuceném proudění jednofázové tekutiny, přestup tepla při kondenzaci páry a při varu kapaliny. Další případy a podrobnosti uvádí *Příklady* a specializovaná literatura.

16.3.1 Přestup tepla při volném proudění bez fázové přeměny

Přestup tepla při volném proudění se nazývá *volná konvekce*. Je-li volné proudění vyvoláno pouze rozdílem teplot a pokud je prostor, kde k němu dochází, relativně velký, pak je podle literatury [57] pro hodnotu Nusseltova kritéria rozhodující součin Grashofova a Prandtlova kritéria:

$$Nu = C (Gr Pr)^n \quad (16-13)$$

Konkrétní vyjádření rov. (16-13) je dáno hodnotami konstanty C a exponentu n :

$Gr Pr$	C	n
$<10^{-3}$	0,5	0
$\langle 1 \cdot 10^{-3}; 5 \cdot 10^2 \rangle$	1,18	1/8
$\langle 5 \cdot 10^2; 2 \cdot 10^7 \rangle$	0,54	1/4
$\langle 2 \cdot 10^7; 1 \cdot 10^{13} \rangle$	0,135	1/3

Z tabulky je vidět, že při zvlášť nízkých hodnotách $Gr\ Pr$ platí $n = 0$ a hodnota Nu je konstantní:

$$Nu = 0,5 \quad [Gr\ Pr < 10^{-3}] \quad (16-14)$$

16.3.2 Přestup tepla při nuceném proudění bez fázové přeměny

Podstatně vyšší intenzity přestupu tepla než při volném proudění lze docílit nuceným prouděním. Zde se omezíme na nucené proudění homogenní tekutiny v trubce, tj. bez fázové přeměny. Připomeňme si, že trubka může mít průřez různého tvaru. Např. při podélném proudění v prostoru mezi dvěma souosými trubkami různého průměru má průtočný průřez tvar mezikruží. Za průměr průtočného průřezu dosazujeme ekvivalentní průměr d_{ek} podle vzorce (5-10).

Charakter nuceného proudění je obvykle vyjadřován Reynoldsovým kritériem Re definovaným rov. (16-8), kde $l = d_{ek}$ a kde v je střední rychlost v průtočném průřezu. Někteří autoři empirických rovnic pro výpočet Nu používají místo Re Pécletova kritéria Pe , definovaného rov. (16-7), kde veličiny l a v jsou definovány stejně jako v Reynoldsově kritériu. Z rov. (16-9) je zřejmé, že platí identicky

$$Pe \equiv Re\ Pr \quad (16-9a)$$

Při pomalém nuceném proudění, tj. při laminárním režimu, se může na nucené proudění ještě superponovat významnou měrou volné proudění, které se popisuje kritériem Gr (když $Re < 2\ 300$ a $Gr\ Pr > 5 \cdot 10^5$). Tuto situaci ilustruje obr. 15.1B.

V literatuře jsou publikovány kritériální rovnice pro výpočet Nu při nuceném proudění v ustáleném stavu, obvykle typu

$$Nu = f(Re, Gr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots) \quad (16-15)$$

nebo

$$Nu = f(Pe, Gr, Pr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots) \quad (16-15a)$$

Veličiny $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots$ představují bezrozměrové simplex (viz kap. 6), tj. poměry veličin téhož druhu, např. d / L a Pr / Pr_w , resp. η / η_w , kde d a L jsou průměr a délka trubky, Pr a Pr_w - Prandtlovo kritérium pro teplotu v jádru tekutiny a u stěny, resp. η a η_w - dynamická viskozita tekutiny v jádru a u stěny.

Vliv poměru Pr / Pr_w nebo η / η_w byl zjištěn podrobnějším šetřením v případě velkých změn viskozity tekutiny v jádru tekutiny a u stěny, tj. při velkých rozdílech teploty v jádru a u stěny. Hlavní odpor proti přestupu tepla je soustředěn do laminární podvrstvy, která má při chlazení vyšší viskozitu než jádro tekutiny. Při ohřívání je tomu naopak. Proto je součinitel přestupu tepla při chlazení za jinak stejných podmínek poněkud nižší než při ohřívání (viz dále).

Pokud $Re > 2\,300$ nebo $Gr\,Pr < 5 \cdot 10^5$, neuplatňuje se významně vliv volné konvekce na přestup tepla a kritérium Gr není ve vztazích obsaženo.

Nejjednodušší rovnice pro přestup tepla nucenou konvekcí byly získány při *intenzivním turbulentním proudění v trubce*, tj. při $Re \geq 10^4$, a se stabilizovaným rychlostním profilem ($L/d \geq 50$). Příkladem takového vztahu je *Dittusova-Boelterova rovnice*:

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad [Re \geq 10^4] \quad (16-16)$$

Konkrétní tvary vztahů (16-15), resp. (16-15a) a další podrobnosti o výpočtu součinitele přestupu tepla při nuceném proudění jsou uvedeny v *Příkladech* a v literatuře [8].

Příkladem vztahu, který platí při *laminárním proudění* ($Re \leq 2,3 \cdot 10^3$) a při stabilizovaném rychlostním profilu, je rovnice (viz lit. [8]):

$$Nu = 0,17 Re^{0,33} Pr^{0,43} Gr^{0,10} (Pr / Pr_w)^{0,25} \quad (16-17)$$

Uveďme si další příklad vztahu, který platí současně v turbulentní i přechodné oblasti ($2,3 \cdot 10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^6$) a není omezen jen na stabilizovaný rychlostní profil ($L/d \geq 1$). Jde o *Hansenův vztah* uvedený v *Příkladech*:

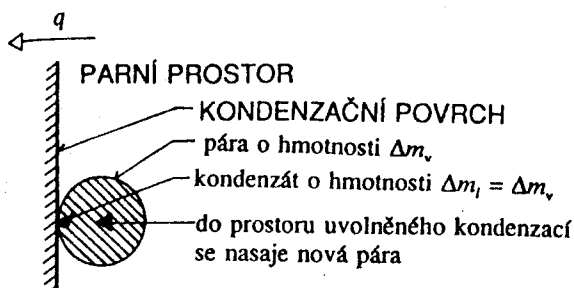
$$Nu = 0,116 (Re^{2/3} - 125) Pr^{1/3} [1 + (d/L)^{2/3}] (\eta / \eta_w)^{0,14} \quad (16-18)$$

16.3.3 Přestup tepla při kondenzaci páry

Styk páry se stěnou o teplotě nižší, než je kondenzační teplota při daném tlaku, vede k postupné fázové přeměně páry na kapalinu, tj. na kondenzát, a k odvodu tepla uvolněného kondenzací chladicí stěnou.

Obr. 16.2 vysvětluje, jak vzniká intenzivní pohyb páry, která je ve styku s kondenzačním povrchem. Na obrázku je vyznačen úsek kondenzačního povrchu, na němž dochází ke kondenzaci páry. Zkondenzuje-li oblast páry o hmotnosti Δm_v a objemu ΔV_v , poskytne kondenzát o téže hmotnosti $\Delta m_l = \Delta m_v$, ale o podstatně menším objemu ΔV_l , jak je naznačeno v obr. 16.2. Snadno ukážeme, že poměr $\Delta V_l / \Delta V_v$ je např. pro vodu řádu 10^{-3} . To představuje snížení objemu kondenzací na přibližně 0,001 původního objemu páry. Toto snížení objemu vyvolá intenzivní pohyb páry z přilehlého prostoru ke kondenzační ploše.

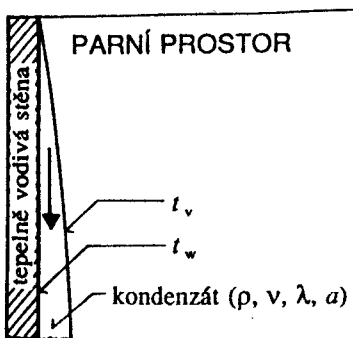
Mechanismus průběhu kondenzace, a tím i přestupu tepla z páry na chladicí stěnu, může mít případ od případu různý charakter. Nejčastěji přichází v úvahu kondenzace čisté nasycené páry. Kromě toho může být pára přehřátá a může obsahovat jistý podíl nekondenzujících plynů (inert). Stěna, na které dochází ke kondenzaci, může být pro kondenzát smáčivá, nebo nesmáčivá. V případě smáčivé stěny tvoří kondenzát na stěně film a kondenzace se pak nazývá *filmová*, což je nejlépe popsáný děj. V opačném případě vytváří kondenzát na stěně kapky, a kondenzace se proto nazývá *kapková*. Probereme si nyní stručně jednotlivé varianty.



Obr. 16.2. Vysvětlení pohybu páry směrem ke kondenzačnímu povrchu

16.3.3.1 Filmová kondenzace čisté nasycené páry na svislé stěně

Popis přestupu tepla při *filmové kondenzaci* nasycené páry na svislé stěně byl teoreticky zvládnut Nusseltem, který odvodil vztah pro podmínku laminárního proudění kondenzátu po stěně. V tomto případě *pára kondenzuje na povrchu filmu*. Hlavní odpor proti sdílení tepla je soustředěn do laminárního filmu stékajícího kondenzátu, kterým se sdílí teplo uvolněné kondenzací ke stěně pouze vedením, tj. molekulárním mechanismem. Tloušťka filmu od shora dolů postupně roste, a tím se mění i místní hodnota součinitele přestupu tepla (klesá). Situace je znázorněna na obr. 16.3.



Obr. 16.3. Filmová kondenzace čisté nasycené páry o teplotě t_v na svislé stěně o teplotě $t_w < t_v$

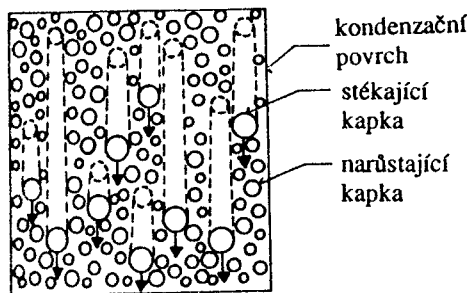
Střední hodnotu součinitele přestupu tepla na výškovém úseku l kondenzačního povrchu lze určit z rovnice (viz např. [8]):

$$\alpha = C \left[\frac{\lambda^3 \rho^2 g \Delta h_{l \rightarrow g}}{l \eta (t_v - t_w)} \right]^{1/4} \quad (16-19)$$

kde pro svislé trubky $C = 1,25$ (l je délka trubek), pro vodorovné trubky $C = 0,725$ (l je průměr trubek); λ , ρ , η jsou fyzikální vlastnosti kondenzátu, t_v - teplota páry a t_w - teplota kondenzační stěny, $\Delta h_{l \rightarrow g}$ - měrná výparná entalpie. Podrobnější informaci uvádí např. Příklady.

16.3.3.2 Kapková kondenzace nasycené páry na svislé stěně

Kondenzuje-li pára na svislé stěně, která je nesmáčivá pro kondenzát, netvoří se souvislý film, ale kapky na kondenzačním povrchu. Doroste-li kapka kondenzátu na dostatečnou velikost, steče vlivem gravitace a přitom se spojí s dalšími kapkami. Tím se uvolní kondenzační povrch pro další kondenzaci. Je zřejmé, že v každém okamžiku pokrývají kapky jen část kondenzačního povrchu. Tuto situaci ilustruje obr. 16.4. Proto je při kapkové kondenzaci odpor proti přestupu tepla nižší než při kondenzaci filmové. Tomu odpovídá vyšší *součinitel přestupu tepla*. Proto se někdy záměrně upravují kondenzační povrchy, aby byly pro kondenzát nesmáčivé.



Obr. 16.4. Kapková kondenzace čisté nasycené páry na svislé stěně

Použijeme-li součinitel přestupu tepla vypočtený podle rov. (16-19) pro stanovení toku tepla $\dot{Q}$ při kapkové kondenzaci, dostáváme dolní, tj. spolehlivý odhad.

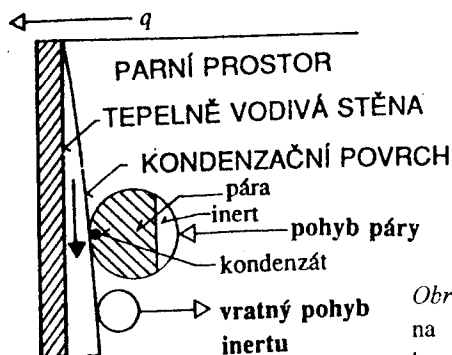
16.3.3.3 Kondenzace přehřáté páry

Pro výpočty přestupu tepla při kondenzaci přehřáté páry se často doporučuje postup výpočtu vycházející z předpokladu, že na části povrchu dochází k ochlazení přehřáté páry až na teplotu nasycené páry při daném tlaku (bez kondenzace) a že na zbývající části povrchu probíhá kondenzace nasycené páry. V úseku teplosměnné plochy, kde podle předpokladu nedochází ke kondenzaci, se hodnota součinitele přestupu tepla α počítá jako při nuceném přestupu z plynu na stěnu a ve zbývající části jako při kondenzaci nasycené páry. Ve skutečnosti dochází i v úseku přehřáté páry ke kondenzaci. Skutečné hodnoty α jsou proto vyšší než vypočtené. Doporučený postup výpočtu dává spolehlivý odhad součinitele přestupu tepla.

16.3.3.4 Kondenzace páry smíšené s inertem

Obsahuje-li pára nekondenzující plyny, je objemová změna při kondenzaci (viz kap. 15 a obr. 16.2) takto znečištěné páry nižší než u čisté páry. Tím se sníží intenzita proudění páry ke kondenzačnímu povrchu. Při kondenzaci páry smíšené s inertem dojde navíc ke zvýšení koncentrace inertu u kondenzačního povrchu, což vyvolává difúzní proudění inertu od kondenzačního povrchu proti pohybu páry. Zvýšená koncentrace inertu zhoršuje styk páry s kondenzačním povrchem a opačný směr proudění inertu brzdí přítok páry ke kondenzační ploše. Všechny uvedené vlivy způsobují, že *přítomnost inertu v páře snižuje součinitel*

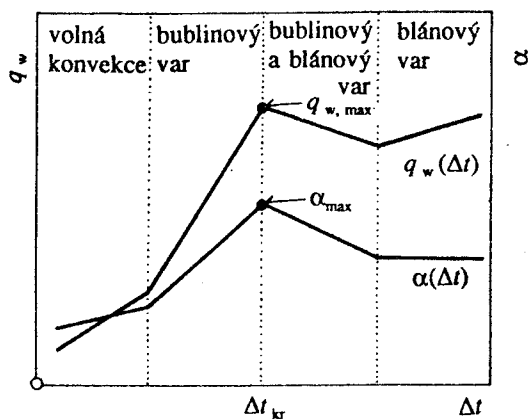
přestupu tepla (obr. 16.5). Je samozřejmé, že se musí zabránit hromadění inertu v parním prostoru jeho vypouštěním (tzv. odvzdušňováním).



Obr. 16.5. Ilustrace vlivu inertu ve směsi s kondenzující párou na její pohyb ke kondenzačnímu povrchu při filmové kondenzaci

16.3.4 Přestup tepla při varu kapaliny

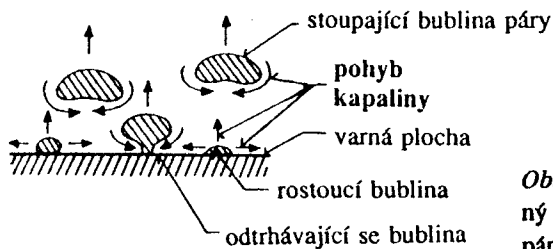
Přestup tepla při varu kapaliny je dosti složitý děj. Součinitel přestupu tepla α v tomto případě závisí na rozdílu teplot Δt mezi teplosměnnou (varnou) plochou a vroucí kapalinou (obr. 16.6).



Obr. 16.6. Závislost součinitele přestupu tepla α a intenzity přestupu tepla q_w při varu na rozdílu teplot varného povrchu a vroucí kapaliny Δt ve dvojitéch logaritmických souřadnicích

Při nízkých hodnotách Δt se bubliny netvoří. Probíhá povrchové odpařování a o hodnotě α rozhoduje volná konvekce. Od jisté hodnoty Δt se začnou vytvářet bubliny přímo na varném povrchu. Nastává bublinový var. Přejít kapalná fáze na parní je provázen

značnou objemovou změnou, která vyvolává intenzivní pohyb u plochy tepelné výměny.^{*)} Původně laminární vrstvička u stěny se *silně turbulizuje*. Stoupání bublin kapalinou rovněž vyvolává pohyb kapaliny. Oba jevy mají vliv na *výrazný vzrůst součinitele přestupu tepla*. Situaci při bublinovém varu ilustruje obr. 16.7.



Obr. 16.7. Intenzivní pohyb kapaliny způsobený tvorbou bublin páry u varné plochy a stoupáním bublin

Při nízkých hodnotách Δt roste stále počet bublin na varné ploše. Od hodnoty Δt_{kr} dochází ke spojování bublin do formy parní blány, která odděluje varný povrch od vroucí kapaliny (začátek *blánového varu*). To snižuje součinitel přestupu tepla. Jakmile je celý varný povrch pokryt blánou páry, součinitel přestupu tepla již zůstává prakticky konstantní. Tento popis vysvětluje průběh funkce $\alpha = f(\Delta t)$ na obr. 16.6.

Na obr.16.6 je zakreslen ještě průběh intezity přestupu tepla q_w , který vyplývá z rovnice

$$q_w = \alpha \Delta t$$

V praxi lze doporučit hodnoty Δt blízko Δt_{kr} , což zajišťuje maximální přestup tepla při varu kapaliny.

Hodnotu součinitele přestupu tepla je možno odhadnout z rovnice typu

$$\alpha = K q_w^r p^z \quad (16-20)$$

kde K , r , z jsou empirické konstanty charakteristické pro danou kapalinu, kvalitu varného povrchu apod. Veličina p je tlak v soustavě. Např. pro bublinový var vody je uváděn konkrétní tvar rov. (16-20):

$$\alpha = 2,4 q_w^{0,7} p^{0,4} \quad (16-20a)$$

Další podrobnosti lze nalézt v *Příkladech*.

^{*)} Tato objemová změna je opačného charakteru než při kondenzaci, kde jsme podali vysvětlení. Např. objem vodní páry je vůči kapalině, z které pára vznikla, řádově 10^3 krát větší. Tím dochází k vytlačování kapaliny párou a stoupající bubliny páry způsobují přesun kapaliny, tj. rovněž vyvolávají její pohyb.

16.4 Porovnání řádových hodnot součinitele přestupu tepla v různých případech

Pro lepší představu o hodnotách, jakých nabývá součinitel přestupu tepla, porovnejme některé typické případy. Uvažujme nejprve *nucené proudění* v trubkovém systému. Součinitel přestupu tepla, např. při turbulentním toku (viz Dittusovu-Boelterovu rovnici) je dán vzorcem

$$\alpha = 0,023 \frac{\lambda}{d} (v d / \nu)^{0,8} (\nu / a)^{0,4} \quad (6-16a)$$

Při zvolené geometrii ($d = \text{konst}$) platí úměrnost

$$\alpha \sim \lambda v^{0,8} \nu^{-0,4} a^{-0,4} \quad (16-16b)$$

Porovnáme nyní přestup tepla kapalina–stěna a přestup plyn–stěna. Za typickou kapalinu zvolíme vodu, za plyn vzduch. Např. z tab. II-3 a III-1 v *Příkladech* vidíme, že voda má hodnotu λ téměř o 2 řády větší než vzduch, kinematickou viskozitu ν o 1 až 2 řády menší a součinitel teplotní vodivosti a asi o 2 řády menší. Rychlost kapalin v potrubí bývá obvykle o 1 až 2 řády nižší. Z rozboru plyne, že u plynů lze očekávat zhruba o 1 až 2 řády nižší hodnoty součinitele přestupu tepla α než u kapalin.

Konkrétně lze uvést hodnoty součinitele přestupu tepla α vypočtené z rov. (16-16a) jednak pro vodu ($t = 20^\circ\text{C}$, $d = 0,1\text{ m}$, $v = 0,5\text{ m s}^{-1}$), jednak pro vzduch při normálním tlaku ($t = 20^\circ\text{C}$, $d = 0,1\text{ m}$, $v = 10\text{ m s}^{-1}$):

voda: $1\,720\text{ W m}^{-2}\text{ K}^{-1}$

vzduch: $37\text{ W m}^{-2}\text{ K}^{-1}$

Voda má tedy (za uvedených podmínek) 46krát vyšší součinitel přestupu tepla než vzduch, což odpovídá výsledkům rozboru na základě rov. (16-16b).

Ke stejným závěrům bychom došli při posuzování *volné konvekce*. Obvykle je u přestupu tepla v plynech hodnota α řádově v jednotkách až desítkách a u kapalin v desítkách až stovkách $\text{W m}^{-2}\text{ K}^{-1}$.

Při *bublinovém varu* kapaliny dochází k turbulizaci vrstvičky kapaliny u teplosměnné plochy, což zvyšuje hodnotu součinitele přestupu tepla řádově na 10^3 .

Nejintenzivnější sdílení tepla je při *kondenzaci čistě páry*. Při poměrně nízkém odporu u stěny (tenká vrstva stékajícího kondenzátu) a vysoce intenzivním proudění páry ke stěně (vlivem objemové změny kondenzací) dosahuje součinitel α při kondenzaci hodnot řádově $10^4\text{ W m}^{-2}\text{ K}^{-1}$.

16.5 Přístup k výpočtu součinitele přestupu tepla

Abychom mohli uskutečnit výpočet součinitele přestupu tepla α , musíme nejprve vybrat z mnoha různých rovnic pro výpočet Nusseltova kritéria Nu nebo součinitele přestupu tepla α tu rovnici, která odpovídá našemu případu konvekce.

V první řadě rozhodneme, zda probíhá fázová přeměna. Když ne, rozhodneme, zda jde o volnou, nebo nucenou konvekci. Je-li konvekce volná, rozhoduje o konkrétním tvaru rovnice souččin $Gr Pr$. Je-li konvekce nucená, rozhoduje hodnota Re . Při fázové přeměně záleží na tom, zda jde o var, či o kondenzaci.

Ve skutečnosti je mnoho dalších případů, pro které najdeme v literatuře další rovnice. Může však nastat i případ, pro který nebyl dosud nalezen vztah. Potom učiníme odhad součinitele přestupu tepla výpočtem z rovnice popisující blízký případ nebo sestavíme pokusnou aparaturu a součinitel α naměříme.

Postup výpočtu součinitele přestupu tepla α lze také nalézt v *Příkladech*.

KONTROLNÍ ÚLOHY

- 16.1. Proč je pro technickou praxi často důležitější sdílení tepla napříč tekoucí tekutinou než ve směru proudění tekutiny?
- 16.2. Proč se při laminárním proudění tekutiny uplatňuje v příčném směru mechanismus molekulárního sdílení tepla (vedením), a nikoliv konvekčního sdílení (prouděním)?
- 16.4. Jak je volné proudění kapaliny (viz obr. 15.14) ovlivněno vznikem *a)* bublin páry, *b)* krystalů o hustotě větší, než má kapalina v blízkosti svislé teplosměnné plochy? Jaký směr vůči teplosměnné ploše má tepelný tok a proč?
- 16.5. Proč je při turbulentním proudění v jádru tekutiny odpor proti sdílení tepla soustředěn do laminární vrstvy u teplosměnné plochy? Jak se mění tento odpor se změnou střední rychlosti v turbulentním jádru a proč?
- 16.6. Ukažte, že relativní objemová změna je při kondenzaci vodní páry řádově 10^{-3} a při varu vody řádově 10^3 . Jakým vlivem působí tato objemová změna na přestup tepla? Zapište definici relativní objemové změny.
- 16.7. Co značí pojem teplotní profil? Kam se umísťuje počátek teplotní stupnice ($t = 0$) pro zakreslení teplotního profilu?
- 16.8. Definujte hybnou sílu pro sdílení tepla mezi dvěma blízkými body P_1 a P_2 umístěnými ve směru tepelného toku $\dot{Q}$ na vzdálenosti Δl . Může dojít ke změně *a)* znaménka hybné síly (a kdy), *b)* hodnoty hybné síly (a kdy), budeme-li body P_1 a P_2 posouvat ve směru tepelného toku $\dot{Q}$ a bude-li děj ustálený?
- 16.9. Jaké je rozložení tepelného odporu ve směru tepelného toku (viz úlohu 16.8) v tekutině proudící podél stěny tepelné výměny a při ustáleném ději a jak tento tepelný odpor souvisí s teplotním profilem?
- 16.10. Ukažte, kterými zásahy lze zvýšit tepelný tok $\dot{Q}$ při přestupu z tekutiny na teplosměnnou plochu, resp. obráceně.

- 16.12.** Proč se k charakterizaci proudění tekutiny při volné konvekci používá Grashofovo kritérium, a nikoliv Reynoldsovo kritérium jako při nucené konvekci? Proč se někdy (a kdy) používá při nucené konvekci k charakterizaci proudění vedle Re ještě Gr ?
- 16.13.** Vysvětlete fyzikální souvislost mezi Archimedovým kritériem používaným při sedimentaci a Grashofovým kritériem používaným při volném konvekčním přenosu tepla.
- 16.14.** Odhadněte změnu hodnoty součinitele přestupu tepla při nuceném turbulentním proudění trubkou, změní-li se za jinak stejných podmínek střední rychlost proudění 4krát. Která další důležitá technická veličina se přitom změní a jak? Uveďte orientační čísla.
- 16.15.** Vysvětlete blíže turbulizaci původně laminární vrstvy u teplosměnného povrchu, jestliže dojde na tomto povrchu k varu kapaliny. Jak se tato turbulizace projeví při sdílení tepla?
- 16.16.** Odhadněte hodnotu součinitele přestupu tepla při volné konvekci, jestliže je tekutinou, v níž ke konvekci dochází, buď voda, nebo vzduch při normálním tlaku a jestliže $\Delta t = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$.