

22 Kinetika sdílení hmoty

Hlavní cíle kapitoly: Vyložit mechanismus molekulární difuze a konvekce. Probrat bilanci difundující složky, 1. a 2. Fickův zákon. Vyložit přestup a prostup hmoty, seznámit s užíváním příslušných koeficientů.

Požadované znalosti: Vedení, přestup a prostup tepla.

V této kapitole se nejprve vysvětlují pojmy používané při výkladu rychlosti transportu hmoty. Probírá se 1. Fickův zákon, rovnice bilance difundující složky popisující rozložení její koncentrace, 2. Fickův zákon. Vykládá se semiempirické řešení těchto rovnic pomocí koeficientu přestupu hmoty. Uplatňují se teorie podobnosti a teorie analogie probrané v kap.6, umožňující zobecnění pokusně získaných údajů na jiné než pokusné podmínky. Jsou vyloženy základní modely kinetiky transportu hmoty, tj. filmová teorie a teorie obnovování povrchu. Kapitola uzavírá rovnice prostupu hmoty, používané k výpočtu výměníků hmoty. Obsah této kapitoly poskytuje základy potřebné k popisu kinetiky transportu hmoty ve výměnících hmoty.

22.1 Úvod

Při výkladu dosud probíraných procesů transportu hmoty jsme vycházeli z představy, že zařízení, ve kterých procesy probíhají, se chovají jako soubor rovnovážných stupňů. K tomu, aby se určil počet potřebných rovnovážných stupňů, stačilo vyjádření fázové rovnováhy, materiálová bilance a bilance entalpie. Ve skutečných stupních je dosažená změna koncentrace menší, protože reálné procesy probíhají konečnou rychlostí a doba kontaktu nestačí k tomu, aby nastala rovnováha mezi fázemi. Aby se tato rychlost dala vypočítat, je třeba znát mechanismus transportu hmoty. V této souvislosti budou uvedeny některé základní pojmy.

Transport hmoty složky tekuté směsi se skládá ze dvou částí. Je to unášení celou směsí, tj. rychlostí směsi, a nazývá se *konvekční transport*, a pohyb odlišný od pohybu směsi a to je *difuzní transport*. Kvantitativně se pohyb složky vyjádří její rychlostí vzhledem k nehybným souřadnicím. Rychlost složky k se označí symbolem $\mathbf{v}_k$ (je to vektorová veličina a má v trojrozměrném prostoru tři komponenty, viz odd.3.5). Stejně jako při proudění a sdílení tepla se při popisu sdílení hmoty uplatňuje model spojitého prostředí (*kontinua*, viz odd.3.2). Proto není rychlostí složky míněna rychlost jedné její molekuly, ale zprůměrněná rychlost všech jejích molekul obsažených v elementárním objemu spojitého prostředí. Při matematickém popisu spojitého prostředí se tento elementární objem považuje za bod. Rychlost složky v libovolném místě spojitého prostředí se dá vztáhnout k rychlosti směsi v tomto místě.

Rychlost směsi je zprůměrněná rychlost všech složek směsi v daném místě. V literatuře se používají tři způsoby zprůměrnění, a to podle hmotnosti složek, podle látkového množství složek a podle objemu složek. Rychlost $\mathbf{v}$ zprůměrněná podle hmotnosti složek je běžná při popisu proudění tekutin.

Když se rovn.(3-7) vynásobí hustotou směsi, obdrží se vyjádření hmotnostního toku směsi elementární plochou

$$d\dot{m} = \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} \quad (22.1-1)$$

neboli

$$d\dot{m} \equiv \phi_m \cdot d\mathbf{A} \quad (22.1-1a)$$

Tečka v rovnicích znamená skalární součin dvou vektorů. Vektorová veličina *intenzita toku hmotnosti směsi* ϕ_m definovaná touto rovnicí se rovná součinu hustoty a rychlosti směsi. Pro směs obsahující K složek platí

$$\phi_m \equiv \rho \mathbf{v} = \sum_{k=1}^K \phi_k \quad (22.1-2)$$

Intenzita toku směsi je součtem intenzit toku jejích složek. *Intenzita hmotnostního toku složky* k , ϕ_k , se definuje jako součin hmotnostní koncentrace složky c_k a rychlosti složky $\mathbf{v}_k$

$$\phi_k \equiv c_k \mathbf{v}_k \quad (22.1-3)$$

Pro hmotnostní koncentraci složky (hmotnost složky lomená objemem směsi) platí, že součet hmotnostních koncentrací všech složek se rovná hustotě směsi

$$\sum_{k=1}^K c_k = \rho \quad (22.1-4)$$

Obdoba rovn. (22.1-1a) je vyjádření hmotnostního toku složky

$$d\dot{m}_k = \phi_k \cdot d\mathbf{A} \quad (22.1-5)$$

Rychlost sdílení hmoty mezi fázemi byla definována v kap.19 rovnicí (19.3-9), jejíž hmotnostní tvar je

$$d\dot{m}_{kw} = \phi_{kw} \cdot d\mathbf{A}_w = \phi_{kw} dA_w \quad (19.3-9a)$$

Vyjadřuje diferenciál hmotnostního toku složky k , $d\dot{m}_{kw}$, elementární plochou fázového rozhraní $d\mathbf{A}_w$. Tok je přímo úměrný ploše a koeficient úměrnosti vyjadřuje rychlost děje tj. intenzitu toku hmotnosti složky k fázovým rozhraním ϕ_{kw} . V rovnici (19.3-9a) se vyskytuje skalární součin vektorů intenzity toku a elementární plochy, je to obdoba rovn.(3-7) pro rychlost proudění tekutiny. V součinu skalárů je ϕ_{kw} průmět intenzity toku kolmý k ploše fázového rozhraní velikosti dA_w . Hodnota intenzity toku hmoty plyne z popisu kinetiky sdílení hmoty mezi fázemi.

Pro výměník hmoty platí rovn.(19.3-12), jejíž hmotnostní vyjádření je

$$V = \int_0^{\dot{m}_{kw}} \frac{d\dot{m}_{kw}}{\phi_{kw} a_w} \quad (19.3-12a)$$

Zde je V aktivní objem výměníku, tj. prostor, ve kterém probíhá sdílení hmoty, a_w je plocha fázového rozhraní připadající na jednotkový objem. Integrál se řeší po vyjádření proměnných pomocí koncentrace transportované složky.

22.1.1 Rovnice 1.Fickova zákona

Pro popis transportu složky směsi je významný difuzní tok složky, tj. její relativní pohyb vůči pohybu směsi. Vektorová veličina *intenzita difuzního hmotnostního toku složky k*, $\mathbf{j}_k$, se definuje vztahem

$$\mathbf{j}_k \equiv c_k (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}) \quad (22.1-6)$$

Z rovnic (22.1-2), (22.1-3) a (22.1-6) plyne

$$\mathbf{j}_k = \phi_k - (c_k/\rho) \phi_m = \phi_k - x_k \phi_m \quad (22.1-7)$$

kde je x_k hmotnostní zlomek složky. Z této rovnice se obdrží vztah

$$\boxed{\phi_k = x_k \phi_m + \mathbf{j}_k = x_k \rho \mathbf{v} + \mathbf{j}_k} \quad (22.1-8)$$

Intenzita toku složky se tedy skládá ze dvou částí. Člen $x_k \phi_m$ představuje unášení složky rychlostí směsi $\mathbf{v}$, tj. *konvekční transport* složky. Druhý člen $\mathbf{j}_k$ vyjadřuje relativní pohyb složky vůči směsi, její *difuzní transport*, který nastává i v pevném skupenství. Je to tedy obdoba transportu entalpie prouděním (konvekci) a vedením (tepelnou kondukcí) (viz kap.15).

Sečtením hodnot $\mathbf{j}_k$ pro všechny složky dostáváme z rovn.(22.1-7)

$$\sum_{k=1}^K \mathbf{j}_k = \sum_{k=1}^K \phi_k - \phi_m \sum_{k=1}^K x_k = 0 \quad (22.1-7a)$$

Rychlost konvekčního transportu $\mathbf{v}$ je stejná pro všechny složky směsi, rychlost difuzního transportu je však pro každou složku jiná. Součet hodnot $\mathbf{j}_k$ všech složek ve směsi je nulový.

Difuzi lze znázornit rozpouštěním krystalu barevné soli (např. KMnO_4) ve vodě. Koncentraci soli ve vodě je úměrné zbarvení jejího roztoku. Je-li kapalina nehybná, barevná oblast pomalu postupuje směrem od krystalů do vnitřku kapaliny. Celý objem kapaliny se zbarví až po velmi dlouhé době. Postup zbarvení je optickým projevem molekulární difuze, tj. konkrétně relativního pohybu barevných iontů soli vzhledem k molekulám vody. Ionty se pohybují ve směru poklesu jejich koncentrace.

Jestliže se kapalinou zamíchá, zbarví se celý objem velmi rychle. To je projev *konvekce*, tj. pohybu složky s celou směsí složenou z částic kontinua. Částice kontinua mají velmi malý objem vzhledem k objemu kapaliny, ale naproti tomu velmi velký objem ve srovnání s třetí mocninou střední volné dráhy molekul, obsahují tedy velký počet molekul. Pohybem částice spojitého prostředí se proto unáší mnoho molekul složky najednou.

Při turbulentním proudění nastávají fluktuace rychlosti (náhodný pohyb částic náhodným směrem). Vlivem fluktuací rychlosti se částice dostane na místo, kde ji obklopují částice s jinou koncentrací transportované složky. Pak přechází složka ve směru klesající koncentrace buď do částice, nebo ven molekulární difuzí. Konvekce je tedy doprovázena molekulární difuzí.

Krystaly soli zabarvují kapalinu, protože se v ní rozpouštějí. Předpokládá se, že na povrchu krystalu, tj. na fázovém rozhraní mezi kapalinou a krystalem, je neustále termodynamická rovnováha. Proto má roztok dotýkající se krystalu složení odpovídající rozpustnosti soli ve vodě při teplotě na fázovém rozhraní. To je největší hodnota koncentrace v celém objemu roztoku (zabarvení je nejintenzivnější), tj. všude jinde je v tekutině při rozpouštění krystalů hodnota koncentrace menší.

V následujícím textu se bude probírat vyjádření intenzity difuzního toku složky ve směsi prostřednictvím koncentrace. Nejjednodušší je směs dvou složek. Označíme je symboly A a B. Např. pro složku A má rovn. (22.1-8) tvar

$$\phi_A = x_A (\phi_A + \phi_B) + j_A \quad (22.1-9)$$

Z odd.19.3 je známo, že se intenzita toku rozepisuje pomocí koncentrace složky. Při řešení rovn. (22.1-9) je také třeba vyjádřit ϕ_B pomocí ϕ_A . Je tedy nutné znát vztah mezi nimi (viz též příl.B3). Je-li k dispozici vzorec pro difuzní člen j_A , dá se odvodit koncentrační vyjádření intenzity hmotnostního toku složky ϕ_A .

Z experimentálního studia difuze odvodil Fick rovnici nazvanou 1. Fickův zákon ^{*)}

$$\boxed{j_A = -\rho D_{AB} \nabla x_A} \quad (22.1-10)$$

Rychlost difuze, vyjádřená intenzitou toku složky molekulární difuzí, je úměrná záporně vzatému gradientu koncentrace. Složka tedy difunduje směrem klesající koncentrace.

Rovnicí se definuje *difuzní koeficient* D_{AB} složky A, která je ve směsi se složkou B. Difuzní koeficient je vlastnost systému, tj. veličina určená stavem směsi. Obecně závisí na teplotě, na tlaku a na složení směsi. Hodnota D_{AB} se pro rozličné dvojice složek zjišťuje měřením. Existují tabulky naměřených hodnot difuzních koeficientů (např. v lit. [13], [29] a [35]) a empirické rovnice pro jejich výpočet (viz např. *Příklady* a právě uvedenou literaturu). V tabulkách se převážně udávají hodnoty naměřené při malých koncentracích složky A ve směsi. Znalost difuzního koeficientu dovoluje určit hodnotu intenzity toku molekulární difuzí.

Vektorová veličina ∇x_A je *gradient* hmotnostního zlomku složky A. Definuje se rovnicí [viz rovn.(A6-19)]

$$\nabla x_A \equiv \frac{\partial x_A}{\partial z_1} \mathbf{e}_1 + \frac{\partial x_A}{\partial z_2} \mathbf{e}_2 + \frac{\partial x_A}{\partial z_3} \mathbf{e}_3 \quad (22.1-11)$$

kde $\mathbf{e}_i$ jsou jednotkové vektory ve třech směrech pravoúhlých souřadnic z_i .

Výhradně difuzní transport nastává v pevném skupenství. Rovnice (22.1-10) se používá i při popisu transportu v porézním prostředí.

Vztah mezi intenzitou difuzního toku složky A a složky B v dvousložkové směsi je podle rovn.(22.1-7a)

$$j_A = -j_B$$

Z toho plyne vztah mezi difuzními koeficienty složek D_{AB} a D_{BA} v dvousložkové směsi

$$-\rho D_{AB} \nabla x_A = \rho D_{BA} \nabla (1-x_A) = -\rho D_{BA} \nabla x_A$$

Hodnoty difuzních koeficientů v dvousložkové směsi se sobě rovnají.

Rovnice 1. Fickova zákona je obdobou Fourierova zákona vedení tepla (viz kap.15) a je to základní rovnice kinetiky sdílení hmoty. V této diferenciální rovnici se vyskytují derivace koncentrace podle vzdálenosti. Proto je třeba znát závislost koncentrace složky na vzdálenosti

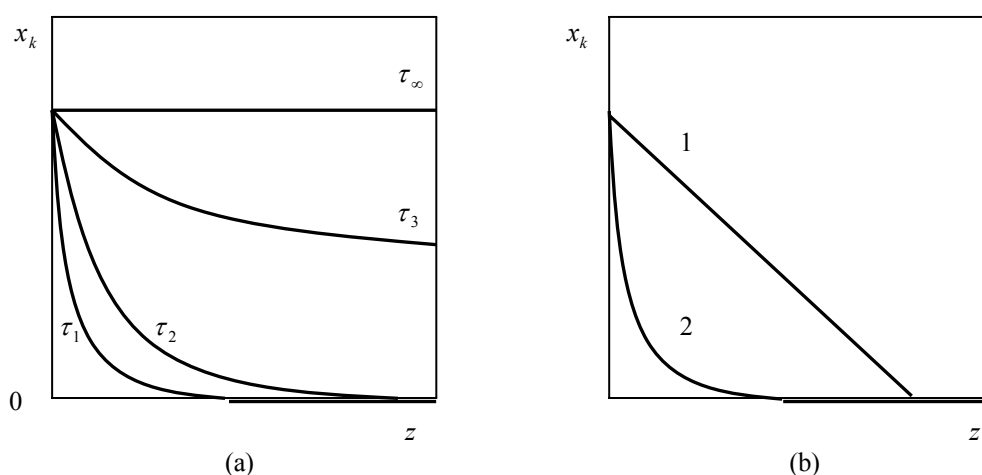
^{*)}1.Fickův zákon vyplývá z kinetické teorie plynu. Na intenzitu toku difundující složky má obecně vliv vedle gradientu koncentrace také gradient teploty, gradient tlaku a objemová síla (viz např. skriptum [46] či knihu [5]).

(koncentrační profil, koncentrační pole). Tu poskytuje integrál diferenciální bilance difundující složky a model transportu hmoty.

22.2 Materiálová bilance difundující složky směsi

Tento oddíl obsahuje výklad jednotlivých členů bilanční rovnice a probírají se některé tvary bilance difundující složky včetně 2. Fickova zákona.

Rychlost difuze je podle rovn. (22.1-10) úměrná záporně vzatému gradientu koncentrace, tj. derivaci koncentrace podle vzdálenosti ve směru největšího poklesu koncentrace. Vrátime-li se k uvedenému příkladu rozpouštění krystalu, má koncentrační gradient největší hodnotu v prvních okamžicích rozpouštění, kdy se krystal stýká s čistým rozpouštědlem. Postupně se vytváří stále rostoucí oblast roztoku a gradient koncentrace u fázového rozhraní klesá, jak ukazuje průběh křivek v *obr.22.1a*, tj. rozpouštění se postupně zpomaluje. Křivky jsou znázorněním okamžité závislosti koncentrace složky na vzdálenosti (koncentračních profilů) v určitých časech po začátku rozpouštění (souřadnice z v obrázku má počátek na fázovém rozhraní, gradient koncentrace znázorňuje směrnice tečny ve zvoleném bodu křivky). Pro parametry křivek platí $\tau_n < \tau_{(n+1)}$. Po velmi dlouhé (teoreticky nekonečné) době (τ_∞) se krystaly přestanou rozpouštět a koncentrace roztoku bude všude stejná a rovná koncentraci na fázovém rozhraní, dosáhne se rovnovážného složení roztoku.



Obr.22.1. Závislost molárního zlomku x_k difundující složky k na vzdálenosti z od fázového rozhraní

a) vliv času v nehybné tekutině

b) vliv proudění : 1-laminární proudění, 2-turbulentní proudění

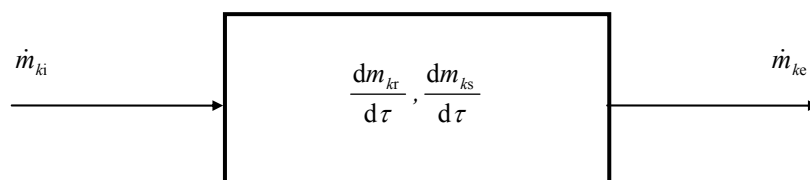
Intenzita transportu složky *konvekci* klesá ve směru k fázovému rozhraní. Na rozhraní fází nastává obvykle pouze molekulární difuze. Míchání urychlí transport v celé tekutině, tedy i na fázovém rozhraní na povrchu krystalů, kde nastává molekulární difuze. Musí se tedy zvětšit hodnota gradientu koncentrace na fázovém rozhraní ve srovnání s transportem v nehybné kapalině. Na *obr.22.1b* je znázorněna čarou 1 závislost koncentrace složky na vzdálenosti v okolí fázového rozhraní při laminárním a čarou 2 při turbulentním proudění kapaliny. Podle obrázku je při turbulentním proudění v sousedství fázového rozhraní oblast, kde se koncentrace rychle mění (gradient koncentrace je velký), ale ve větší vzdálenosti je sklon křivky, kterým je znázorněn gradient koncentrace, velmi malý. Při vyvinutém turbulentním proudění se hlavní část kapaliny dobře promíchává a koncentrace se téměř nemění se vzdáleností.

Základní rovnicí popisující transport složky ve směsi je bilance hmotnosti této složky (viz kap.2). Veličiny vstupující do systému jsou označeny indexem “i” a veličiny vystupující ze systému indexem “e”. Hmotnostní bilance složky k bude podle obr. 22.2

$$\dot{m}_{ki} + \frac{dm_{kt}}{d\tau} = \dot{m}_{ke} + \frac{dm_{ks}}{d\tau} \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.2-1)$$

První člen na levé straně rovnice značí přítok složky k vstupním průřezem, druhý rychlost přeměny této složky uvnitř systému chemickou reakcí*, první člen na pravé straně vyjadřuje odtok složky k výstupním průřezem a poslední člen rychlost akumulace této složky uvnitř systému.

Člen pro rychlost přeměny složky může existovat při ustáleném i neustáleném stavu. Rychlost akumulace vyjadřuje rychlost přírůstku či úbytku složky v systému vlivem neustálenosti děje (např. změnou výšky hladiny kapaliny v nádobě) a může existovat jak při chemické reakci, tak i bez ní. Při ustáleném stavu je rychlost akumulace v systému nulová.



Obr. 22.2. Schéma bilance složky k

Uvažuje se systém s jedním vstupem a jedním výstupem. Vstup a výstup ze systému může nastat jednak potrubím, jednak fázovým rozhraním. Jestliže se za systém zvolí např. roztok v odparce, bude přítok myšleným průřezem v ústí přívodního potrubí, odtok myšleným průřezem v ústí odvodního potrubí a další odtok je hladinou vroucího roztoku. V průtočných průřezích hraje roli konvekční transport, difúzní transport existuje v hladině roztoku.

Z rovnic (22.1-5), (22.1-8) a (22.1-2) se vyjádří hmotnostní tok složky k diferenciální plochou

$$d\dot{m}_k = \phi_k \cdot d\mathbf{A} = (x_k \phi_m + \mathbf{j}_k) \cdot d\mathbf{A} = (x_k \rho \mathbf{v} + \mathbf{j}_k) \cdot d\mathbf{A} \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.2-2)$$

Když se provede skalární násobení vektorů a zjednoduší se výklad na jednosměrný systém s délkovou souřadnicí z , platí

$$d\dot{m}_k = \phi_{kz} dA = (x_k \rho v_z + j_{kz}) dA \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.2-3)$$

kde v_z a j_{kz} jsou průměty vektorových veličin do směru z a dA je hodnota velikosti plochy kolmé ke směru z . Pro difúzi složky k vzhledem ke složce l v systému, kde se mění vlastnosti pouze v jediném směru z , platí podle rovn. (22.1-10)

$$j_{kz} = -\rho D_{kl} \frac{\partial x_k}{\partial z} \quad (22.2-4)^{**}$$

*) Obecně se tento člen může týkat i jaderných reakcí.

**) Pro difúzní tok látkového množství složky k platí obdobně

$$d\dot{n}_{kd} = j_{kz} dA = -c D_{kl} \frac{\partial x_k}{\partial z} dA \quad (22.2-5)$$

kde j_{kz} značí průmět vektoru intenzity difúzního toku látkového množství složky k do směru z .

Průmět vektoru intenzity hmotnostního toku složky k molekulární difuzí do směru z , j_{kz} , je obdoba intenzity tepelného toku vedením [viz rovn.(15-17)]. Veličina D_{kl} je difuzní koeficient složky k v binární směsi se složkou l .

Ve směsi více než dvou složek existuje pro každou dvojici složek odpovídající difuzní koeficient. Jeho hodnota se však obecně liší od hodnoty naměřené v dvousložkové směsi jak plyne z odvození rovnosti difuzních koeficientů v binární směsi z rovn.(22.1-7a). Jen ve více-složkové směsi ideálních plynů jsou tyto hodnoty shodné. Difuzi ve směsi ideálních plynů popisují Stefanovy-Maxwellovy rovnice (viz např.[46], [5]).

Tok složky k fázovým rozhraním vyjadřuje např. podle rovn.(22.2-3) integrál

$$\dot{m}_{kw} = \int_{A_w} (x_{kw} \rho v_w + j_{kw}) dA \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.2-6)$$

Obvykle je konvekční tok složky na fázovém rozhraní nevýznamný a rovnice se redukuje na integraci 1. Fickova zákona z rovn.(22.2-4).

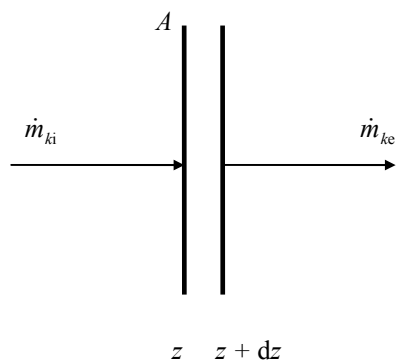
Člen pro rychlost tvorby složky chemickou reakcí uvnitř systému lze vyjádřit podle rovn.(28.4-2) a (28.4-4) pomocí rychlosti chemické reakce extenzivní R (mol s⁻¹) nebo intenzivní r (mol m⁻³ s⁻¹)

$$\frac{dm_{kr}}{d\tau} = v_k M_k R = v_k M_k \int_V r dV \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.2-7)$$

kde V je objem reakční směsi, v_k stechiometrický koeficient a M_k molární hmotnost složky k (zde pro jednoduchost uvažujeme systém s jednou chemickou reakcí, viz též kap. 28).

Člen pro rychlost akumulace složky v systému se vyjádří rovněž pomocí integrálu podle objemu:

$$\frac{dm_{ks}}{d\tau} = \frac{d}{d\tau} \int_V x_k \rho dV = \int_V \frac{\partial(x_k \rho)}{\partial \tau} dV \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.2-8)$$



Obr.22.3. Schéma bilance složky k v diferenciálním systému

Bilance složky k , tj. rovnice (22.2-1), se uplatní na systém z obr. 22.3. Je vymezen dvěma rovnoběžnými rovinami, jejichž vzdálenost je dz a obsahuje směs složek k a l . V jednosměrném systému se proměnné mohou měnit ve směru z kolmém k těmto rovinám, nemohou se však měnit v jiném souřadném směru, tedy podél těchto rovin. Proto bude např. pro přítok složky k do systému platit podle rovn. (22.2-2):

$$\dot{m}_{ki} = \int_A \phi_k \cdot d\mathbf{A} = \int_A \phi_{kz} dA = \phi_{kz} A \quad [k=1, 2, \dots, K] \quad (22.2-9)$$

Protože má systém diferenciální tloušťku, může se odtok složky vyjádřit rozvojem výrazu pro přítok pomocí Taylorovy řady, s omezením na první člen řady

$$\dot{m}_{ke} = \left(\phi_{kz} + \frac{\partial \phi_{kz}}{\partial z} dz \right) A \quad (22.2-10)$$

Nyní je možné dosadit vyjádření jednotlivých členů do rovn. (22.2-1). Objem bilancovaného systému je diferenciální a rovný Δz , proto v rovn. (22.2-7) a (22.2-8) již nebudou integrály

$$\phi_{kz} A + v_k M_k r \Delta z = \left(\phi_{kz} + \frac{\partial \phi_{kz}}{\partial z} dz \right) A + \frac{\partial (x_k \rho)}{\partial \tau} \Delta z$$

a po úpravě

$$\boxed{v_k M_k r = \frac{\partial \phi_{kz}}{\partial z} + \frac{\partial (x_k \rho)}{\partial \tau}} \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.2-11)^*$$

Když se rozepíše intenzita hmotnostního toku podle rovn. (22.2-3), obdrží se po úpravě rovnice

$$v_k M_k r - \frac{\partial (x_k \rho)}{\partial \tau} = \frac{\partial (x_k \rho v_z)}{\partial z} + \frac{\partial j_{kz}}{\partial z} \quad (22.2-11b)$$

První člen na levé straně rovnice představuje rychlost přeměny složky k chemickou reakcí a druhý rychlost akumulace složky k v systému, první a druhý člen na pravé straně vyjadřují výsledný odtok složky ze systému konvekci a molekulární difuzí, vše vztaženo na jednotkový objem směsi.

Veličiny r a j_{kz} se dají rozepsat pomocí koncentrace složky k . Vznikne parciální diferenciální rovnice, jejíž integrál udává závislost koncentrace na místě a na čase, tedy profil koncentrace (koncentrační pole). Tvar členu pro reakční rychlost závisí na konkrétní chemické reakci. Koncentračním vyjádřením rychlosti molekulární difuze je 1. Fickův zákon a ten se do rovnice dosadí

$$v_k M_k r - \frac{\partial (x_k \rho)}{\partial \tau} = \frac{\partial (x_k \rho v_z)}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D_{kl} \frac{\partial x_k}{\partial z} \right) \quad (22.2-12)$$

Tento vztah se někdy nazývá rovnice kontinuity složky směsi.

Při konstantní hodnotě difuzního koeficientu a hustoty směsi je

$$v_k M_k r - \frac{\partial (x_k \rho)}{\partial \tau} = \frac{\partial (x_k \rho v_z)}{\partial z} - D_{kl} \frac{\partial^2 (x_k \rho)}{\partial z^2} \quad [\rho = \text{konst}, D_{kl} = \text{konst}] \quad (22.2-13)$$

a dělením molární hmotností složky k dospíváme k rovnici

^{*)}Obecnější zápis této rovnice ve vektorovém tvaru je

$$v_k M_k r - \frac{\partial (x_k \rho)}{\partial \tau} = \nabla \cdot (x_k \rho \mathbf{v} + \mathbf{j}_k) \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.2-11a)$$

Podobný tvar má bilance vnitřní energie proudící tekutiny (viz např. lit. [43] nebo [39])

$$\eta \Phi - \frac{\partial (u \rho)}{\partial \tau} = \nabla \cdot (u \rho \mathbf{v} + \mathbf{q})$$

kde je η dynamická viskozita tekutiny, Φ vyjadřuje disipaci mechanické energie, u je měrná vnitřní energie tekutiny a $\mathbf{q}$ je vektor intenzity tepelného toku. První člen na levé straně rovnice představuje rychlost tvorby vnitřní energie vlivem vnitřního tření tekutiny a druhý rychlost akumulace vnitřní energie tekutiny. První člen v závorce je intenzita toku vnitřní energie prouděním (konvekci) a druhý člen intenzita toku vnitřní energie vlivem předávání kinetické energie mezi molekulami či atomy (kondukcí). Po dosazení teploty je to rovnice Fourierova-Kirchhoffova.

$$\boxed{v_k r - \frac{\partial c_k}{\partial \tau} = \frac{\partial(c_k v_z)}{\partial z} - D_{kl} \frac{\partial^2 c_k}{\partial^2 z}} \quad [\rho = \text{konst}, D_{kl} = \text{konst}] \quad (22.2-14)$$

kde je c_k molární koncentrace složky k ve směsi. Pro nehybný systém bez chemické reakce se rovnice zjednoduší na vztah

$$\boxed{\frac{\partial c_k}{\partial \tau} = D_{kl} \frac{\partial^2 c_k}{\partial^2 z}} \quad [\rho = \text{konst}, D_{kl} = \text{konst}, r = 0, v_z = 0] \quad (22.2-15)$$

známý pod názvem *2.Fickův zákon difuze*. Je to obdoba Fourierovy-Kirchhoffovy rovnice z přílohy A10.

Integrál rovnic (22.2-12) až (22.2-15) pro konkrétní počáteční a okrajové podmínky poskytuje závislost koncentrace složky k na místě a na čase (tj. koncentrační pole) za podmínek platnosti dané rovnice. Řešení rovnic (22.2-12) až (22.2-14) však vyžaduje další vztahy. Tak např. k řešení rovn. (22.2-14) je nutné znát závislost rychlosti proudění směsi a reakční rychlosti na místě a na čase, v rovn. (22.2-12) je dále třeba znát závislost hustoty směsi a difuzního koeficientu na místě a na čase. Jestliže se během transportu složky mění teplota, např. vlivem chemické reakce, je třeba mít možnost určit závislost teploty na místě a na čase, neboť teplota ovlivňuje hodnoty vlastností tekutiny. Obecně je třeba současně integrovat diferenciální bilanci hybnosti (Navierovy-Stokesovy rovnice) a diferenciální bilanci vnitřní energie či entalpie (rovnice Fourierova-Kirchhoffova). To je nutné při popisu dějů např. v proudových motorech.

Dokonalejší popis než jednosměrný systém poskytuje rovnice mezní vrstvy

$$\frac{\partial x_k}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial x_k}{\partial x} + v_y \frac{\partial x_k}{\partial y} = D_{AB} \frac{\partial^2 x_k}{\partial y^2} - \frac{v_k}{\rho} M_k r \quad (22.2-16)$$

která je zapsána pro konstantní hodnoty ρ a D_{AB} . Souřadnice x vyjadřuje směr podél a souřadnice y směr kolmý k rovině mezní vrstvy. Některá řešení rovnice poskytuje např. kniha [5].

Při turbulentním proudění se v rovnicích nahrazuje místní okamžitá rychlost a koncentrace součtem časově zprůměrněné hodnoty a turbulentní fluktuace veličiny. Obdoba 1.Fickova zákona se pak vyjadřuje pomocí časově zprůměrněné koncentrace a koeficientů molekulární a turbulentní difuze (viz např. skriptum [46]).

V tomto oddílu byla vyložena bilance difundující složky pro elementární objem spojitého prostředí. Je to výchozí rovnice pro určení profilu koncentrace, potřebného k výpočtu rychlosti transportu složky.

22.3 Fyzikální ustálená difuze rovinnou deskou

V tomto oddílu bude ukázán jednoduchý příklad odvození vzorce pro tok difundující složky integrací diferenciální rovnice bilance složky a 1.Fickova zákona.

Nechť difunduje složka A rovinnou deskou směrem z kolmým k desce (viz obr.22.4.). Materiál desky se skládá ze dvou složek A a B. Předpokládá se, že je konstantní hodnota difuzivity složky a hustoty směsi, prostředí je nehybné (rychlost směsi jako celku je nulová), děj je ustálený, bez chemické reakce, a systém je jednosměrný. Je třeba vyjádřit tok složky A procházející prostorem mezi průřezy z_1 a z_2 v desce. V jednosměrném systému se koncentrace mění pouze v jediném směru z , kolmo k rovině desky a nemění se v rovině desky. V celé rovině

se souřadnicí z_1 je hodnota koncentrace složky c_{A1} a v rovině se souřadnicí z_2 je hodnota koncentrace složky c_{A2} . Vzdálenost obou rovin je δ a nechť $z_1 = 0$ a $z_2 = \delta$.

Složka se pohybuje výhradně molekulární difuzí a podle rovn.(22.2-5) za uvedených předpokladů bude tok látkového množství složky

$$\dot{n}_A = -D_{AB} \int_A \frac{dc_A}{dz} dA = -D_{AB} \frac{dc_A}{dz} A \quad (22.3-1)$$

Děj je ustálený, proto je v rovnici totální derivace a pro jednosměrný systém je hodnota derivace nezávislá na poloze v rovině plochy A . Integrací vznikla obyčejná diferenciální rovnice, kterou je třeba vyřešit. K tomu se použije rovnice 2.Fickova zákona (22.2-15), jejíž integrál udává potřebnou závislost koncentrace c_A na vzdálenosti z . Předpoklady platnosti zákona jsou splněny a pro ustálený děj se z rovnice eliminuje derivace koncentrace podle času. Rovn.(22.2-15) se tedy zjednoduší na tvar

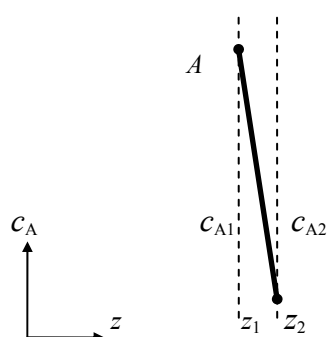
$$d^2 c_A / dz^2 = 0 \quad \left[\frac{\partial c_A}{\partial \tau} = 0 \right] \quad (22.3-2)$$

Z první integrace rovn. (22.3-2) plyne

$$dc_A/dz = C_1 \quad (22.3-3)$$

a druhý integrál je

$$c_A = C_1 z + C_2 \quad (22.3-4)$$



Obr. 22.4. Koncentrační profil při ustálené difuzi složky k rovinnou deskou

Závislost koncentrace na vzdálenosti je tedy lineární. Je to obdoba rovn.(15-23) odvozené při řešení úlohy vedení tepla rovinnou deskou. Hodnoty konstant jsou určeny

okrajovými podmínkami. Podle obr. 22.4 jsou okrajové podmínky

$$\begin{aligned} z = z_1 = 0, \quad c_A &= c_{A1} \\ z = z_2 = \delta, \quad c_A &= c_{A2} \end{aligned} \quad (22.3-5)$$

Po dosazení první podmínky do rovn.(22.3-4) je $C_2 = c_{A1}$ a z druhé plyne

$$C_1 = \frac{c_{A2} - c_{A1}}{z_2 - z_1} = \frac{c_{A2} - c_{A1}}{\delta} \quad (22.3-6)$$

Podle rovn.(22.3-4) je pak rovnice koncentračního profilu v desce

$$c_A = \frac{c_{A2} - c_{A1}}{\delta} z + c_{A1} \quad (22.3-7)$$

Je nakreslen na obr.22.4. Derivace koncentrace podle vzdálenosti v rovn.(22.3-1) se podle rovn.(22.3-3) rovná hodnotě integrační konstanty C_1 . Z rovn.(22.3-6) tedy vyplývá

$$\frac{dc_A}{dz} = \frac{c_{A2} - c_{A1}}{\delta} \quad (22.3-8)$$

a tok složky plochou A je podle rovn.(22.3-1)

$$\dot{n}_A = D_{AB} \frac{c_{A1} - c_{A2}}{\delta} A \quad (22.3-9)$$

To je vzorec pro hodnotu toku složky A difuzí rovinnou deskou ve směru kolmém k její rovině pro ustálený děj bez chemické reakce, je-li hodnota hustoty směsi a difuzního koeficientu konstantní. Je úměrná hodnotě difuzního koeficientu složky, rozdílu okrajových koncentrací, velikosti plochy desky a nepřímo úměrná tloušťce desky. Tento vzorec má mnoho praktických uplatnění.

Rovn. (22.3-9) je co do matematického tvaru shodná s rovnicí vedení tepla rovinnou deskou (15-25) a je to příklad analogie mezi vedením tepla a molekulární difuzí. Vychází z podobnosti Fourierova zákona, tj. rovn.(15-17), s 1.Fickovým zákonem, a Fourierovy-Kirchofovy rovnice pro nehybné prostředí, rovn.(A15-13), s 2.Fickovým zákonem. Je však třeba zdůraznit, že oba tyto vztahy jsou analogické jen tehdy, když jsou vlastnosti látek konstantní a když neprobíhá chemická reakce.

V tomto oddílu jsme ukázali uplatnění 2.Fickova zákona (zjednodušený tvar diferenciální bilance difundující složky) při odvození vzorce pro tok složky rovinnou stěnou ustálenou difuzí bez chemické reakce.

22.4 Přestup hmoty

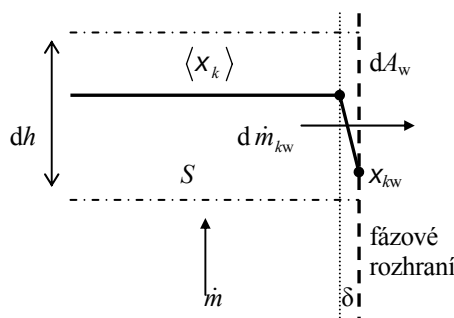
V procesech probíraných v tomto textu má základní význam transport hmoty v proudící tekutině, který je spojením konvekce s molekulární difuzí a nazývá se přestup hmoty. Je vyložena rovnice přestupu hmoty a probírají se způsoby určení hodnoty koeficientu přestupu. Jsou diskutovány modely mechanismu transportu hmoty umožňující jednoduchou integraci rovnic kinetiky procesu.

Přestupem hmoty se nazývá transport hmoty mezi vnitřkem tekutiny a fázovým rozhraním, kterým se hmota sdílí s druhou fází. Tou může být jiná tekutina nebo pevná látka. Obecně prochází fázovým rozhraním směs složek, z nichž každá se pohybuje jinou rychlostí. Pro větší jednoduchost výkladu bude probírána směs dvou složek. Bude se předpokládat rovinné proudění, kde se každý směr pohybu dá rozložit na pohyb podél a na pohyb kolmo k fázovému rozhraní.

Je-li proudění laminární, nastává ve směru proudění podél fázového rozhraní konvekce a difuze a ve směru kolmém k fázovému rozhraní existuje pouze difuze. Při laminárním proudění se totiž částice tekutiny pohybují rovnoběžně, jak je známo z výkladu v kap.3. Z této kapitoly také vyplývá, že při turbulentním proudění, které je nejčastější, nastává konvekce také ve směru kolmém k fázovému rozhraní. To způsobuje, že rychlostní profil je plochý, protože částice tekutiny si předávají svou hybnost v tomto směru a vyrovnávají tak svou rychlost. Toto promíchávání se týká i koncentrace a jejího profilu. Při turbulentním proudění však v blízkosti fázového rozhraní existuje oblast, která se chová jinak než hlavní část tekutiny. Je velmi tenká (řádově 10^{-3} mm), ale má velký význam pro sdílení hmoty a nazývá se mezní (hraniční) vrstva. Přejít mezi promíchávanou hlavní částí tekutiny a vrstvou však není náhlý ale spojitý (hranice mezi oběma oblastmi je tedy věcí dohody). Vlivem existence mezní vrstvy prochází hmota fázovým rozhraním výhradně difuzí. Výjimkou je Marangoniovo proudění, ke kterému někdy dochází na fázovém rozhraní vlivem změn povrchového napětí podél fázového rozhraní způsobených změnou koncentrace (viz pozn. pod čarou na konci odd.22.4.2).

Tvar koncentračního profilu při turbulentním proudění je znázorněn na obr.22.1. a jeho zjednodušený tvar je na obr.22.5. Toto zjednodušení vychází z filmového modelu, který

předpokládá u fázového rozhraní film o tloušťce δ a dokonalé promíchávání vně filmu. Změna koncentrace nastává pouze uvnitř filmu. Tento model bude probírán později.



Obr.22.5. Sdílení hmoty z tekutiny proudící podél fázového rozhraní.

Koncentrační profil plynoucí z filmové teorie

Obr.22.5 znázorňuje sdílení hmoty z tekutiny na fázové rozhraní. Dvěma rovinami, jejichž plocha je S , je vymezen diferenciální objem, jehož výška je dh a jedna ze stěn je plocha fázového rozhraní je dA_w . Hmotnostní tok složky k touto plochou fázového rozhraní je $d\dot{m}_{kw}$.

Tok složky fázovým rozhraním popisuje rovn.(22.2-6)

$$\dot{m}_{kw} = \int_{A_w} (x_{kw} \rho v_w + j_{kw}) dA \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.2-6)$$

Když sdílení hmoty fázovým rozhraním nastává pouze difuzí, je nulový konvekční člen. Řešení integrálu je možné, když je známo, jak se při ustáleném stavu mění hodnoty j_{kw} s místem na ploše fázového rozhraní. Intenzita difuzního toku plyne z 1.Fickova zákona, který obsahuje gradient koncentrace. Určení koncentračního profilu obecně vyžaduje řešení parciálních diferenciálních rovnic Navierových-Stokesových, Fourierovy-Kirchhoffovy rovnice a rovnice kontinuity složky směsi a dále závislosti stavových veličin na stavu systému. Zdokonalování popisu a rozvoj počítačové techniky a příslušných programů postupně umožňuje rozličná řešení najít. Současně však existuje i semiempirický přístup pomocí koeficientu přestupu hmoty a jím se budeme v dalším zabývat.

22.4.1 Koeficienty přestupu hmoty

Vychází se z obdoby s přestupem tepla. V kap.15 se tepelný tok vyjadřuje rovnicí

$$d\dot{Q} = q dA \quad (15-11)$$

Veličina q je průmět vektoru intenzity tepelného toku do směru kolmého k ploše dA . Při přestupu tepla se považuje za veličinu úměrnou hybné síle tepelného toku a koeficientem úměrnosti je koeficient přestupu tepla α , tj.

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

Koeficient přestupu tepla se zjišťuje pokusně, jak bylo řečeno v kap.16. V této rovnici tepelného přestupu je hybnou silou rozdíl mezi teplotou tekutiny zprůměrněnou podle průtočného průřezu a teplotou na fázovém rozhraní (viz obr.16.1). Intenzita tepelného toku je vektorová veličina závislá na směru toku (v rovnici je její skalární průmět do kolmice k fázovému rozhraní). Pro tok ven z fáze platí kladné znaménko a dovnitř fáze znaménko záporné.

Přestup hmoty se vyjadřuje obdobně. Hmotnostní tok složky k elementární plochou fázového rozhraní dA_w je podle rovn.(22.2-3)

$$d\dot{m}_{kw} = \phi_{kw} dA_w \quad (22.4-1)$$

Průmět intenzity hmotnostního toku ϕ_{kw} do směru kolmého k elementární ploše fázového rozhraní se vyjádří podobně jako v rovnici tepelného přestupu (16-3)

$$\phi_{kw} \equiv \pm k_x (\langle x_k \rangle - x_{kw}) \quad (22.4-2)$$

Touto rovnicí je definován *koeficient přestupu hmoty* k_x (dolní index vyjadřuje druh koncentrace obsažené v hybné síle). Je násoben hybnou silou přestupu hmoty, což je rozdíl koncentrace zprůměrněné podle průtočného průřezu a její hodnoty na fázovém rozhraní. Intenzita hmotnostního toku je kladná při výstupu hmoty ven z fáze. Zprůměrněná koncentrace je definována obdobně jako zprůměrněná teplota, tj.

$$\langle x_k \rangle = \frac{1}{\dot{m}} \int_S x_k \rho v_z dS \quad (22.4-3)$$

To je také koncentrace, která se dosazuje do bilancí, $\langle x_k \rangle = \dot{m}_k / \dot{m}$. Hodnota koeficientu přestupu hmoty se dá odhadnout z modelů transportu hmoty nebo plyne z pokusných údajů pro konkrétní situaci. O možném zobecnění naměřených údajů na jiné podmínky se pojednává v příštím oddílu.

Na rozdíl od sdílení tepla, kde existuje jediný způsob vyjádření hybné síly, může se při sdílení hmoty vyjádřit rozličnými koncentracemi. Přehled hybných sil a jim příslušných koeficientů rozlišovaných dolním indexem poskytuje tab.14.3 v *Příkladech*. Tak např. intenzita toku látkového množství vyjádřená molárními koncentracemi je

$$\phi_{kw} = \pm k_c (\langle c_k \rangle - c_{kw}) \quad (22.4-4)$$

Zde značí ϕ_{kw} průmět intenzity toku látkového množství složky k do kolmice k ploše fázového rozhraní. Kromě směsí dvou složek má koeficient přestupu hmoty pro každou složku směsi jinou hodnotu.

Když na fázovém rozhraní existuje transport hmoty pouze molekulární difuzí, intenzita toku složky se rovná intenzitě jejího difuzního toku. Při konstantní hodnotě molární hustoty pak dostaneme z rovnic (22.2-5) a (22.4-4) vztah

$$k_c (\langle c_k \rangle - c_{kw}) = - D_{kl} \left. \frac{\partial c_k}{\partial z} \right|_{z=z_w} \quad (22.4-5)$$

kde na pravé straně rovnice je gradient koncentrace na fázovém rozhraní ($z = z_w$). Z takovéto rovnice se dá určit hodnota koeficientu přestupu hmoty, když je známa závislost koncentrace složky na vzdálenosti ve směru kolmém k fázovému rozhraní (koncentrační profil).

V některých výměnících hmoty se dá obtížně určit velikost mezifázového povrchu (např. povrch filmu kapaliny stékající vrstvou částic). Ten se dá z rovnic pro výpočet výměníku hmoty eliminovat zavedením hustoty mezifázového povrchu a_w definovaného rovn.(19.3-10). Pak se zavádí *objemový koeficient přestupu hmoty* jako součin koeficientu přestupu a hustoty povrchu

$$\phi_{kw} a_w \equiv \pm k_z a_w (\langle z_k \rangle - z_{kw}) \quad (22.4-6)$$

kde z_k je obecné vyjádření koncentrace. Objemový koeficient je součin dvou veličin ale pokusně se určuje jako jediný údaj z množství složky prošlé fázovým rozhraním, z velikosti účinného objemu a ze střední hodnoty hybné síly, jak plyne z rovnic (19.3-12) a (22.4-6). Údaje o tomto koeficientu usnadňují výpočet výměníků hmoty se spojitým kontaktem fází. Dají se však obtížněji zobecnit.

Přesnější je výpočet založený na znalosti závislosti koeficientu přestupu hmoty a závislosti hustoty povrchu na podmínkách děje každé zvlášť. Potíže, s nimiž je možné se setkat, jsou uvedeny v následující poznámce pod čarou^{•)}

22.4.2 Kritéria podobnosti

Zavedení koeficientu přestupu hmoty formálně zjednoduší popis transportu hmoty mezi fázemi, ale je tu nový problém: jak určit hodnotu tohoto koeficientu? Ta závisí na podmínkách proudění a na vlastnostech směsi. Zjišťuje se stejně jako koeficient přestupu tepla pokusně a nalezené hodnoty se zobecňují na podobné systémy (viz kap.6). Např. pokusně zjištěná závislost koeficientu přestupu hmoty na rychlosti proudění tekutiny platí v rozmezí naměřených hodnot v experimentálním výměníku hmoty. Teorie podobnosti dovoluje výsledky měření uplatnit na průmyslový aparát, jestliže se regresní vztah mezi původními proměnnými nahradí vztahem mezi kritérii podobnosti.

Kritéria podobnosti specifická pro přestup hmoty se dají odvodit z diferenciální rovnice bilance difundující složky. Např. v rovn. (22.2-14) se každá rozměrová veličina vyjádří součinem dvou veličin, tzv. charakteristické a bezrozměrové veličiny. Charakteristická má stejný rozměr jako uvažovaná veličina a dá se snadno změřit. Např. pro děj probíhající v trubce se jako charakteristická veličina s rozměrem délky volí průměr trubky. Charakteristická veličina se označí horním indexem “+” a bezrozměrová horním indexem “0” a obdrží se rovnice

$$v_k r^+ r^0 = \frac{c^+ v^+}{l^+} \frac{\partial(c_k^0 v_z^0)}{\partial z^0} - \frac{D^+ c^+}{(l^+)^2} D_{kl}^0 \frac{\partial^2 c_k^0}{\partial (z^0)^2} + \frac{c^+}{\tau^+} \frac{\partial c_k^0}{\partial \tau^0}$$

Symbolem l se obvykle označuje obecná veličina s rozměrem délky. Když se celá rovnice dělí libovolným zlomkem obsahujícím charakteristické veličiny, ostatní rozměrové zlomky se tak převedou na bezrozměrové. Dělením zlomkem u členu pro molekulární difuzi se obdrží běžně

•) Podmínky přestupu hmoty mohou být složité. Jako příklad uvedeme sdílení hmoty v extraktorech s míchadly. Je třeba popsat proces probíhající v dispergovaných kapkách, ve spojitě fázi a na fázovém rozhraní.

Přestup hmoty v kapce závisí na proudění v kapce. Je-li její průměr malý ($<10^{-3}$ m) a mezifázové napětí je velké (>15 mN m⁻¹) a jsou-li přítomné stopy povrchově aktivních látek, chovají se kapky jako pevné kuličky a nastává v nich výhradně molekulová difuze. S rostoucí velikostí kapek klesá význam mezifázového napětí a vliv povrchově aktivních látek mizí. Vlivem tření o spojitou fázi existuje proudění uvnitř kapek. U větších kapek může nastat oscilace mezi kulovým a eliptickým či jiným tvarem. To vše ovlivňuje hodnotu koeficientu přestupu hmoty uvnitř kapky.

Proudění uvnitř spojitě fáze ovlivňuje míchadlo a přítomnost rozptýlených kapek, které se mohou rozpadat či spojovat. Změna napětí podél povrchu kapky závisící na rozložení koncentrací může vyvolat intenzivní kmitání mezifázového povrchu (tzv. Marangoniův efekt) a tím turbulenci v okolí fázového rozhraní. Turbulence silně zvyšuje hodnotu koeficientů přestupu hmoty.

Hodnota velikosti mezifázového povrchu, již je úměrné množství složky přešlé do druhé fáze, závisí na počtu kapek a na rozdělení jejich velikostí a tvaru, které souvisejí s podmínkami extrakce.

používaná kritéria podobnosti. Z členu vyjadřujícího transport složky prouděním vznikne *Pécletovo difuzní kritérium*

$$Pe_D \equiv \frac{v l}{D_{kl}} \quad (22.4-7)$$

z členu pro akumulaci složky (vliv neustálenosti děje) *Fourierovo difuzní kritérium*

$$Fo_D \equiv \frac{l^2}{D_{kl} \tau} \quad (22.4-8)$$

a z členu pro tvorbu složky chemickou reakcí *Damköhlerovo kritérium*

$$Da \equiv \left(\frac{r}{c_k D_{kl}} \right)^{1/2} l \quad (22.4-9)$$

První dvě kritéria jsou analogií kritérií používaných k popisu přestupu tepla. Damköhlerovo kritérium je specifické pro transport hmoty a charakterizuje jeho závislost na případné chemické reakci. Bude použito k popisu dějů v chemických reaktorech.

Z rovn. (22.2-14) se pomocí charakteristických a bezrozměrových veličin odvodí *Sherwoodovo kritérium*

$$Sh \equiv \frac{k_c l}{D_{kl}} \quad (22.4-10)$$

které je obdobou Nusseltova kritéria pro přestup tepla. Vzhledem k analogii sdílení tepla a hmoty je někteří autoři nazývají difuzní Nusseltovo kritérium.

Z praktických důvodů se používá dalších kritérií vzniklých kombinací kritérií odvozených z diferenciálních rovnic popisujících proces. Dělením difuzního Pécletova kritéria Reynoldsovým kritériem plyne *Schmidtovo kritérium* (obdoba Prandtlova kritéria)

$$Sc \equiv \frac{\nu}{D_{kl}} \quad (22.4-11)$$

Schmidtovo kritérium se též nazývá difuzní Prandtlovo kritérium. Dělením Sherwoodova kritéria difuzním Pécletovým kritériem vznikne *difuzní Stantonovo kritérium*

$$St_D \equiv \frac{k_c}{\nu} \quad (22.4-12)$$

Při modelování absorpce s chemickou reakcí se používá *Hattovo kritérium* vzniklé dělením Damköhlerova kritéria Sherwoodovým kritériem

$$Ha = (r D_A / c_A)^{1/2} / k_c^0 \quad (22.4-13)$$

kde k_c^0 je koeficient přestupu hmoty při fyzikální absorpci.

Hodnoty koeficientu přestupu hmoty nalezené pokusně se vyjadřují ve formě závislosti Sherwoodova či difuzního Stantonova kritéria na dalších kritériích (např. na Reynoldsově a Schmidtově kritériu). Jak je patrné z kritériálních vztahů pro výpočet koeficientu přestupu tepla, mívá často kritériální rovnice pro součinitel přestupu hmoty tvar součinu mocnin kritérií. Kritériální rovnice pro výpočet koeficientu přestupu hmoty mezi tekutou a pevnou fází a mezi plynem a kapalinou v aparátu se zkrápěnou stěnou a ve věži s výplní jsou uvedeny v *Příkladech* v kap.14 a 15. Tak např. přestup hmoty mezi turbulentně proudícím plynem a kapalinou stékající protiproudě po vnitřní stěně trubky popisuje rovnice [17]

$$Sh_g = 0,023 Re_g^{0,83} Sc_g^{0,44}$$

Je podobná Dittusově-Boelterově rovnici pro koeficient přestupu tepla při turbulentním proudění tekutiny trubkou [viz rovn.(16-16) v kap.16]. Výklad v poznámce pod čarou na konci

předešlého oddílu (22.4.2) naznačuje, že obvyklé regresní vztahy mají omezené možnosti použití, jedná-li se o složitý proces. Lépe je zkoumat mechanismus děje a vytvořit jeho model.

22.4.3 Modely přestupu hmoty

Vedle ryze experimentálního určování hodnoty koeficientu přestupu hmoty je možné z modelu mechanismu transportu difundující složky směsi odvodit teoretický vztah pro koeficient přestupu hmoty. Nejstarší a také nejjednodušší z těchto modelů jsou známy pod názvy *filmová teorie* a *penetrační teorie* přestupu hmoty.

Autoři filmového modelu, Lewis a Whitman [36], předpokládají, že turbulentně proudící tekutinu lze rozdělit na dvě oblasti. Převážná část, tzv. turbulentní jádro, je dokonale promíchávána ve směru kolmém k fázovému rozhraní (píستový profil koncentrace). Druhá, mnohem menší část, je tenká vrstva (film) tekutiny u fázového rozhraní, ve které je soustředěn odpor proti transportu složky v tekutině. Děj probíhá při ustáleném stavu a je popsán Fickovým zákonem. Pro děj bez chemické reakce se použije koncentračního profilu odvozeného pro ustálenou difuzi deskou, která má tloušťku δ . Z obdoby rovn.(22.3-8) je gradient koncentrace na fázovém rozhraní (viz obr.22.5)

$$\left. \frac{dc}{dz} \right|_{z=z_w} = - \frac{\langle c_k \rangle - c_{kw}}{\delta}$$

Dosazením do rovn.(22.4-5) plyne

$$\boxed{k_c = \frac{D_{kl}}{\delta}} \quad (22.4-14)$$

Z tohoto modelu vyplývá, že koeficient přestupu hmoty je úměrný difuznímu koeficientu složky a nepřímo úměrný tloušťce filmu. Model však neumožňuje vypočítat tloušťku filmu a tudíž ani hodnotu koeficientu přestupu hmoty, takže spíše přispívá k orientaci v naměřených hodnotách tohoto koeficientu. V příl. B3 se odvozuje vyjádření vlivu koncentrace difundující složky A ve směsi se složkou B na hodnotu koeficientu přestupu hmoty v plynu

$$k_y = \frac{c D_{AB} / \delta}{(1 - y_A)_{ls}} = \frac{k_{y0}}{y_{Bls}} \quad (22.4-15)$$

Dolním indexem "0" je označena hodnota koeficientu přestupu hmoty při velmi malé koncentraci difundující složky A ($y_A \ll 1$). Dolní index „ls“ označuje logaritmický střed hodnot uvnitř fáze a na fázovém rozhraní [viz např. rovn.(17-49)]. Správnost takovéto korekce koeficientu přestupu hmoty byla pokusně ověřena. Filmový model umožňuje popsat i děje s chemickou reakcí (viz kap.23).

Pozdější je model penetrační nebo též model obnovování povrchu navržený Higbiem [37]. Předpokládá se opět, že vnitřní oblast turbulentně proudící tekutiny je dokonale promíchávána. Vlivem turbulentních vzruchů pronikají částice tekutiny z vnitřku až na fázové rozhraní a tam zůstanou určitou dobu θ , stejnou pro všechny částice. Po tuto dobu probíhá neustálená výměna hmoty s druhou fází molekulární difuzí. Po uplynutí doby θ se každá částice vrátí do vnitřní oblasti tekutiny a je nahrazena jinou částicí. Transport hmoty v částici na fázovém rozhraní po dobu θ lze popsat jako neustálenou molekulární difuzi v nehybném prostředí a integrál

diferenciální bilance má analytické řešení (viz např. lit.[43]). Pro difuzi bez chemické reakce je gradient koncentrace na fázovém rozhraní

$$\left. \frac{\partial c_k}{\partial z} \right|_{z=z_w} = - \frac{\langle c_k \rangle - c_{kw}}{\sqrt{D_{kl} \pi \theta}}$$

Rovn.(22.4-5) poskytuje pro koeficient přestupu hmoty vztah

$$k_c = \left(\frac{D_{kl}}{\pi \theta} \right)^{1/2} \quad (22.4-16)$$

Měření přestupu hmoty v kapalinách potvrzují závislost hodnoty k_c na druhé odmocnině z difuzního koeficientu a zmenšování jeho hodnoty s rostoucí dobou kontaktu.

Složitější, ale lépe vystihující skutečnost, je model mezní vrstvy. Pro přestup hmoty v plynu či v páře lze z teorie laminární mezní vrstvy odvodit závislost koeficientu přestupu hmoty na difuzním koeficientu s exponentem 2/3 (podrobnější výklad jednodušších modelů je např. v učebnici [43]).

Další modely je možné najít v odborné literatuře. Některé jsou založeny na analogickém popisu rozličných fyzikálních procesů. Z porovnání dat naměřených při proudění trubkou získal Colburn [7] rovnici známou jako *Colburnova analogie*^{*)}, která spojuje hodnoty koeficientu tření, koeficientu přestupu tepla a koeficientu přestupu hmoty. Vyhovuje i při obtékání těles, jestliže nemá význam tvarový odpor proti obtékání. Analogii nelze použít v systémech s chemickou reakcí. Pro tzv. Colburnův faktor j_D platí

$$j_D = \lambda / 8 = St Pr^{2/3} = St_D Sc^{2/3} \quad (22.4-17)$$

kde je λ součinitel tření tekutiny v trubce a $St = \alpha / (\rho v c_p)$ Stantonovo kritérium pro přestup tepla.

V tomto oddílu byl popsán transport složky v proudící tekutině. Byl definován koeficient přestupu hmoty jako experimentálně určovaná veličina a byla odvozena kritéria podobnosti používaná ve vzorcích pro výpočet koeficientu přestupu hmoty. Číselné koeficienty těchto kritériálních rovnic vyplývají z pokusných údajů a rovnice jsou zobecněním výsledků pokusů na všechny podobné systémy pomocí teorie podobnosti. Bylo diskutováno vyjádření koeficientu přestupu hmoty uplatněním filmové a penetrační teorie a teorie analogie.

22.5 Prostup hmoty

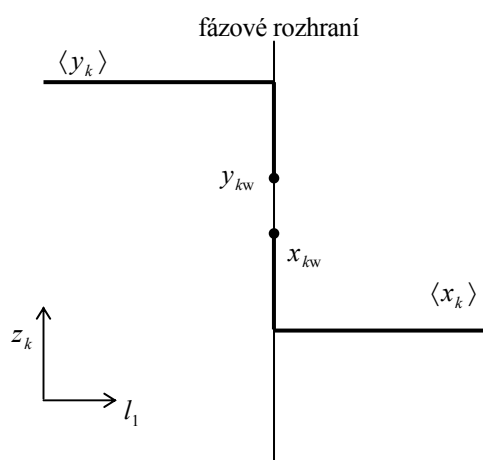
Při výpočtu výměníků hmoty se často užívá rovnice prostupu hmoty, která se probírá v tomto oddílu. Vykládá se hybná síla prostupu hmoty a odvozuje se vyjádření koeficientu prostupu hmoty z koeficientů přestupu hmoty. Probírá se rovnice prostupu hmoty a porovnávají se odpory proti transportu hmoty ve stýkajících se fázích. Je ukázán postup výpočtu koncentrace difundující složky na fázovém rozhraní pomocí známých hodnot koeficientů přestupu hmoty.

^{*)}Dva fyzikálně odlišné procesy jsou analogické, když je popisují diferenciální rovnice, počáteční a okrajové podmínky shodného matematického tvaru.

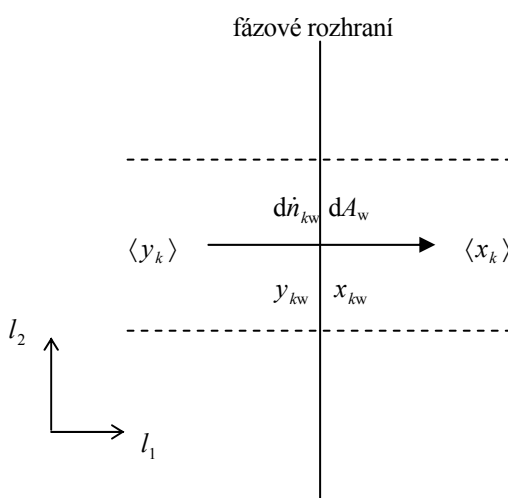
22.5.1 Koeficienty prostupu hmoty

Hybná síla přestupu hmoty [viz např. rovn. (22.4-2)] obsahuje koncentraci složky na rozhraní fází. Ta se na rozdíl od zprůměrněné koncentrace (která se též vyskytuje v materiálové bilanci) obtížně měří. Je-li hodnota rovnovážného poměru konstantní, je výhodné koncentraci na fázovém rozhraní z vyjádření hybné síly transportu složky eliminovat. Využívá se při tom pokusně ověřeného předpokladu, že na fázovém rozhraní existuje termodynamická rovnováha a že se tam složka nehromadí.

Obecně se koncentrace složky mění s místem na rozhraní fází, proto bude popsán transport složky pro elementární plošku tohoto rozhraní, které přísluší určitá hodnota koncentrace. Jak je patrné z *obr.22.6*, využívá se v rovnicích prostupu hmoty stejně jako v rovnicích přestupu hmoty pístového koncentračního profilu (tj. předpokládá se platnost filmového modelu transportu hmoty). Rovnice prostupu hmoty bude odvozena pro látkové množství složky (obdobná rovnice platí pro hmotnost).



Obr. 22.6. Závislost koncentrace $z_k = x_k, y_k$ při prostupu hmoty na vzdálenosti l_1 kolmo k fázovému rozhraní



Obr. 22.7. Znázornění prostupu hmoty l_2 -vzdálenost paralelně k fázovému rozhraní

Molární zlomek složky k [$k = 1, 2, \dots, K$] v jedné fázi je x_k a ve druhé y_k . Na *obr. 22.6* a *22.7* nastává transport složky k z fáze y do fáze x . V každé fázi nastává přestup hmoty a podle předpokladu nulové akumulace na rozhraní se odtok z jedné fáze rovná přítoku do druhé fáze. Obdobně k rovn. (22.4-2) platí

$$\phi_{kw} = k_x (x_{kw} - \langle x_k \rangle) = k_y (\langle y_k \rangle - y_{kw}) \quad (22.5-1)$$

Analogicky k popisu tepelného prostupu [viz rovn.(17-6a)] lze definovat *koeficienty prostupu hmoty* K_x a K_y *rovnici prostupu hmoty*

$$\phi_{kw} \equiv K_x (x_k^* - \langle x_k \rangle) = K_y (\langle y_k \rangle - y_k^*) \quad (22.5-2)$$

Hybná síla v této rovnici neobsahuje koncentrace na fázovém rozhraní. Zakládá se na zprůměrněných koncentracích v obou fázích. Veličiny s hvězdičkou se počítají ze skutečných zprůměrněných koncentrací složky v druhé fázi a jsou definovány se vztahy

$$x_k^* \equiv \frac{\langle y_k \rangle}{\psi_k (\langle y_k \rangle)} \quad , \quad y_k^* \equiv \psi_k (\langle x_k \rangle) \langle x_k \rangle \quad (22.5-3)$$

kde je uvedeno, že které koncentrace je třeba spočítat hodnotu rovnovážného poměru závislého na koncentraci (viz obr.22.8). Pokud je hodnota rovnovážného poměru konstantní, platí mezi koeficienty přestupu a prostupu hmoty vztah

$$K_x^{-1} = k_x^{-1} + (\psi_k k_y)^{-1} \quad , \quad K_x = \psi_k K_y \quad [\psi_k = \text{konst}] \quad (22.5-4)$$

a rovnovážné koncentrace v hybné síle prostupu hmoty se počítají ze vzorců

$$x_k^* = \langle y_k \rangle / \psi_k \quad , \quad y_k^* = \psi_k \langle x_k \rangle \quad [\psi_k = \text{konst}] \quad (22.5-3a)$$

V období k objemovému koeficientu přestupu hmoty [viz rovn.(22.4-6)] se definuje *objemový koeficient prostupu hmoty*

$$\phi_{kw} a_w \equiv K_x a_w (x_k^* - \langle x_k \rangle) = K_y a_w (\langle y_k \rangle - y_k^*) \quad (22.5-2a)$$

Protože existují rozličné možnosti vyjádření koncentrace složky, existují tomu odpovídající hybné síly a koeficienty prostupu hmoty podobně jako to bylo uvedeno pro koeficienty přestupu hmoty. Ke zjištění vztahu mezi rozmanitými koeficienty prostupu hmoty se dá využít *tab.14.3* v *Příkladech*. Znalost koeficientu prostupu hmoty tedy usnadňuje výpočet výměníku hmoty.

22.5.2 Odpor fází proti transportu hmoty

První z rovnic (22.5-4) má fyzikální smysl odpovídající Ohmovu zákonu vedení elektrického proudu (viz též kap.1). Převrácená hodnota koeficientu prostupu hmoty vyjadřuje celkový odpor proti prostupu hmoty a členy na pravé straně rovnice vyjadřují dílčí odpory jednotlivých fází [viz rovn.(17-3) a (17-4)]. Vztah mezi koeficienty přestupu a prostupu hmoty je tedy obdobný vztahu mezi koeficienty přestupu a prostupu tepla.

Označí-li se odpor proti prostupu hmoty symbolem R a odpory proti přestupu hmoty v jednotlivých fázích jako R_x a R_y , platí mezi odpory řazenými sériově vztah

$$R = R_x + R_y \quad (22.5-5)$$

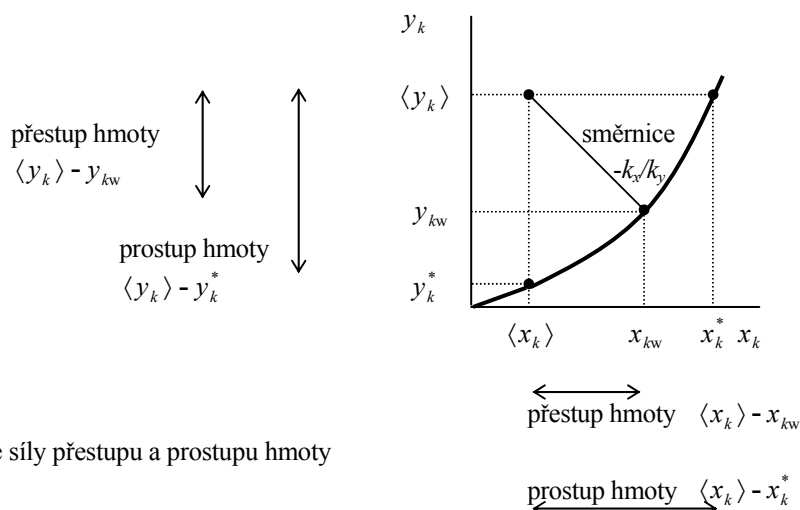
Z rovn. (22.5-4) vyplývá pro poměr odporů ve fázích x a y

$$\frac{R_y}{R_x} = \frac{k_x}{\psi_k k_y} \quad (22.5-6)$$

Poměr odporů jednotlivých fází tedy závisí nejen na hodnotách koeficientů přestupu hmoty, ale také na hodnotě rovnovážného poměru. Při absorpci označujeme kapalinu za fázi x a plyn za fázi y a např. pro absorpci málo rozpustných plynů je hodnota ψ_k velká a převládá obvykle odpor v kapalně fázi.

Vztah mezi hybnými silami přestupu a prostupu hmoty je znázorněn v *obr. 22.8*. Bod se souřadnicemi $(\langle x_k \rangle, \langle y_k \rangle)$ představuje zprůměrněné koncentrace v obou fázích v určitém

průřezu aparátu, ve kterém nastává transport hmoty (viz *obr. 22.7*). Jednoduchý příklad může být svislá trubka, po jejíž vnitřní stěně stéká v tenké vrstvě voda a proti ní proudí směs vzduchu s amoniakem (viz např. *obr. 19.2*). Uvedené koncentrace by pak vyjadřovaly zprůměrněné koncentrace amoniaku v kapalině a v plynu v místě zvoleného vodorovného průřezu trubky kolmého ke směru proudění fází. Na styku plynu s kapalinou v témž průřezu, tj. v místě hladiny stékajícího filmu, je koncentrace amoniaku v kapalině x_{kw} a v plynu y_{kw} . Tyto koncentrace představují bod čáry vyjadřující fázovou rovnováhu (tj. zde rozpustnost amoniaku ve vodě). Z rovn. (22.5-1) plyne vyjádření směrnice úsečky spojující body $(\langle x_k \rangle, \langle y_k \rangle)$ a (x_{kw}, y_{kw}) :



Obr. 22.8. Hybné síly přestupu a prostupu hmoty

$$\frac{\langle y_k \rangle - y_{kw}}{\langle x_k \rangle - x_{kw}} = -\frac{k_x}{k_y} \quad (22.5-7)$$

Koncentrace složky k na fázovém rozhraní je tedy možné určit, protože pro každou dvojici koncentrací $(\langle x_k \rangle, \langle y_k \rangle)$ lze vypočítat dvojici (x_{kw}, y_{kw}) tak, že se kombinuje tato rovnice s rovnovážným vztahem. Je třeba znát hodnoty koeficientů přestupu hmoty a rovnovážného poměru.

Je-li odpor proti transportu složky ve fázi x zanedbatelný vůči odporu ve fázi y , je odpor soustředěn ve fázi y . Pak $k_x \rightarrow \infty$ nebo $k_y \rightarrow 0$, směrnice přímky z rovn. (22.5-7) se blíží nekonečnu. Z rovn. (22.5-7) tedy plyne $\langle x_k \rangle \rightarrow x_{kw}$ a podle *obr. 22.8* platí $y_{kw} \rightarrow y_k^*$. Hybná síla přestupu hmoty ve fázi y se tedy blíží hybné síle prostupu hmoty.

Když je odpor proti transportu složky k soustředěn ve fázi x a je zanedbatelný ve fázi y , tj. platí-li $k_x \rightarrow 0$ či $k_y \rightarrow \infty$, směrnice z rovn. (22.5-7) se blíží nule a $x_{kw} \rightarrow x_k^*$. Proto se hybná síla přestupu hmoty ve fázi x blíží hybné síle prostupu hmoty.

Uvedených skutečností se využívá při určování hodnot koeficientu přestupu hmoty z pokusných údajů. Jestliže se upraví podmínky experimentu tak, aby bylo možné zanedbat odpor některé z fází proti transportu složky, dá se nalezený koeficient prostupu hmoty považovat za rovný koeficientu přestupu hmoty (obejde se problém zjišťování koncentrací na fázovém rozhraní). Z rovn. (22.5-4) plyne, že pro velké hodnoty součinu $(\psi_k k_y)$ lze považovat hodnoty K_x a k_x za sobě rovné. Je tedy možné žádaného výsledku dosáhnout též volbou směsi, tj. hodnoty rovnovážného poměru. Tak např. při absorpci kyslíku ve vodě má kyslík při atmosférickém tlaku

a teplotě hodnotu ψ_k řádově 10^{-4} a proto, pokud jsou hodnoty k_x a k_y zhruba řádově stejné, platí $K_x \cong k_x$ a koeficient *přestupu* hmoty kyslíku ve vodě lze určit z hybné síly *prostupu* hmoty.

Rovnice prostupu hmoty slouží kromě jiného k výpočtu velikosti mezifázové plochy, podobně jako rovnice prostupu tepla byla základem výpočtu velikosti teplosměnné plochy. Výpočtové postupy budou vyloženy v příští kapitole na příkladu popisu absorpce plynů v kapalinách.

Tab.22.1 Přehled základních rovnic sdílení hmoty

ZÁKLADY POPISU SDÍLENÍ HMOTY	SMĚS SLOŽEK A+B
$d\dot{m} \equiv \phi_m \cdot d\mathbf{A} \quad (22.1-1a)$ $d\dot{m}_k \equiv \phi_k \cdot d\mathbf{A} \quad [k = 1, 2, \dots, K] \quad (22.1-5)$ $\phi_k \equiv c_k \mathbf{v}_k \quad (22.1-3)$ $\phi_m = \sum_{k=1}^K \phi_k = \rho \mathbf{v} \quad (22.1-2)$ $\mathbf{j}_k \equiv c_k (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}) \quad (22.1-6)$ $\mathbf{j}_k = \phi_k - (c_k/\rho) \phi_m = \phi_k - x_k \phi_m \quad (22.1-7)$ $\sum_{k=1}^K \mathbf{j}_k = \sum_{k=1}^K \phi_k - \phi_m \sum_{k=1}^K x_k = 0 \quad (22.1-7a)$ $\phi_k = x_k \phi_m + \mathbf{j}_k \quad (22.1-8)$ $\dot{m}_{ki} + \frac{dm_{kr}}{d\tau} = \dot{m}_{ke} + \frac{dm_{ks}}{d\tau} \quad (22.2-1)$ $\dot{m}_{kw} = \int_{A_w} (x_{kw} \rho v_w + j_{kw}) dA \quad (22.2-6)$ $\frac{dm_{kr}}{d\tau} = v_k M_k R = v_k M_k \int_V r dV \quad (22.2-7)$ $\frac{dm_{ks}}{d\tau} = \frac{d}{d\tau} \int_V x_k \rho dV = \int_V \frac{\partial(x_k \rho)}{\partial \tau} dV \quad (22.2-8)$ $v_k M_k r = \frac{\partial(x_k \rho v_z)}{\partial z} + \frac{\partial j_{kz}}{\partial z} + \frac{\partial(x_k \rho)}{\partial \tau} \quad (22.2-11b)$	$\mathbf{j}_A = -\rho D_{AB} \nabla x_A \quad (22.1-10)$ $v_A r - \frac{\partial c_A}{\partial \tau} = \frac{\partial(c_A v_z)}{\partial z} - D_{AB} \frac{\partial^2 c_A}{\partial z^2} \quad (22.2-14a)$ $[\rho = \text{konst}, D_{AB} = \text{konst}]$ $\frac{\partial c_A}{\partial \tau} = D_{AB} \frac{\partial^2 c_A}{\partial z^2} \quad (22.2-15a)$ $[\rho = \text{konst}, D_{AB} = \text{konst}, r=0, v_z=0]$ Ustálená difuze rovinnou deskou $\dot{n}_A = D_{AB} \frac{c_{A1} - c_{A2}}{\delta} A \quad (22.3-9)$ $[\rho = \text{konst}, D_{AB} = \text{konst}, r=0, v_z=0]$
PŘESTUP HMOTY FÁZOVÝM ROZHRAŇÍM	PROSTUP HMOTY FÁZOVÝM ROZHRAŇÍM
$d\dot{m}_{kw} = \phi_{kw} dA_w \quad (22.4-1)$ $\phi_{kw} \equiv \pm k_x (\langle x_k \rangle - x_{kw}) \quad (22.4-2)$ $\langle x_k \rangle = \frac{1}{\dot{m}} \int_S x_k \rho v_z dS \quad (22.4-3)$ $\phi_{kw} = \pm k_c (\langle c_k \rangle - c_{kw}) \quad (22.4-4)$ $k_c (\langle c_k \rangle - c_{kw}) = -D_{kl} \left. \frac{\partial c_k}{\partial z} \right _{z=z_w} \quad (22.4-5)$ $\phi_{kw} a_w \equiv \pm k_z a_w (\langle z_k \rangle - z_{kw}) \quad (22.4-6)$	$\phi_{kw} \equiv K_x (x_k^* - \langle x_k \rangle) = K_y (\langle y_k \rangle - y_k^*) \quad (22.5-2)$ $K_x^{-1} = k_x^{-1} + (\psi_k k_y)^{-1}, \quad K_x = \psi_k K_y \quad [\psi_k = \text{konst}] \quad (22.5-4)$ $x_k^* = \langle y_k \rangle / \psi_k, y_k^* = \psi_k \langle x_k \rangle \quad [\psi_k = \text{konst}] \quad (22.5-3a)$ $\phi_{kw} a_w \equiv K_x a_w (x_k^* - \langle x_k \rangle) = K_y a_w (\langle y_k \rangle - y_k^*) \quad (22.5-2a)$

V tomto oddílu byl popsán transport složky z jedné fáze do druhé pomocí koeficientu prostupu hmoty, složeného z koeficientů přestupu hmoty v obou fázích a z rovnovážného poměru. Odpor proti transportu složky byl vyjádřen jako součet odporů v obou fázích a byly

ukázány mezní situace. Vztah mezi hybnými silami přestupu a prostupu hmoty byl znázorněn graficky.

Tato kapitola se týká rychlosti sdílení hmoty, na čem závisí a jaké jsou její modely. Byly probírány první a druhý Fickův zákon a koeficienty přestupu a prostupu hmoty a jejich uplatnění při výpočtu výměníků hmoty.

KONTROLNÍ ÚLOHY

- 22.1.** Porovnejte diferenciální bilanci difundující složky s Fourierovou-Kirchhoffovou rovnicí. V čem jsou analogické a v čem je mezi nimi rozdíl?
- 22.2.** Vysvětlete rozdíl mezi molekulárním a konvekčním transportem složky směsi. Co tomu odpovídá při sdílení tepla?
- 22.3.** Jaký je účel diferenciální bilance difundující složky?
- 22.4.** Které rovnice mají tvar podobný vyjádření 1. Fickova zákona difuze?
- 22.6.** Vyjádřete koeficient přestupu hmoty z rovn. (22.4-5) a diskutujte možnost jeho určení z této rovnice.
- 22.7.** Na čem závisí hodnota koeficientu přestupu hmoty?
- 22.8.** Načrtněte profil koncentrace difundující složky binární směsi podle filmového modelu.
- 22.9.** Jakou dobu má Sherwoodovo a Schmidtovo kritérium v popisu přestupu tepla?
- 22.10.** Jaký by byl přibližně poměr odporů proti transportu složky v plynné (parní) a kapalně fázi a) při absorpci amoniaku ve vodě, b) při absorpci vodíku ve vodě, c) při destilaci benzenu ve směsi s toluenem, kdyby byly hodnoty koeficientů přestupu hmoty v obou fázích zhruba stejné? Ovlivňuje tento poměr změna tlaku a teploty?
- 22.11.** Proč se zavádí pojem prostup hmoty? Je nutný pro určení toku transportované složky fázovým rozhraním?
- 22.12.** Jaký je poměr velikostí hybných sil přestupu a prostupu hmoty v daném koncentračním vyjádření? Co z toho plyne pro poměr hodnot odpovídajících koeficientů přestupu a prostupu hmoty?
- 22.13.** Jak je možné početně či graficky určit koncentrace složky na fázovém rozhraní v daném průřezu výměníku hmoty?
- 22.14.** Co je objemový koeficient přestupu či prostupu hmoty a jaký má význam?