

TURBULENTNÍ FLUIDACE

MILOSLAV HARTMAN, OTAKAR TRNKA,
KAREL SVOBODA a VÁCLAV VESELY

Ústav chemických procesů, Akademie věd České republiky,
Rozvojová 135, 165 02 Praha 6

Došlo dne 13.II.2001

Klíčová slova: turbulentní fluidní vrstva, vícefázové reaktory,
systém plyn–tuhé částice

Obsah

1. Úvod a historie
2. Fyzický obraz turbulentní fluidace
3. Přechod od bublinové k turbulentní fluidaci
 - 3.1. Faktory ovlivňující přechodovou rychlost U_c
 - 3.2. Regresní vztahy pro U_c
4. Přechod od turbulentní k rychlé fluidaci
 - 4.1. Regresní vztahy pro U_{tr}
5. Charakteristika turbulence, přestup hmoty a tepla
6. Míchání plynu a částic
7. Modelování reaktorů s turbulentní fluidní vrstvou
8. Závěr

1. Úvod a historie

Necháme-li vrstvou tuhých částic protékat směrem vzhůru plyn, jehož průtok se postupně zvětšuje, vrstva expanduje (řídne) a prochází několika tokovými (kontaktními) režimy. Původně nehybná vrstva se stane pohyblivou fluidní vrstvou bublinovou, případně pístující, ta potom vrstvou turbulentní a posléze vrstvou rychlou, až se dostane do závěrečné fáze pneumotransportu, kdy je materiál rychle vynášen z fluidní kolony^{1,2}.

Koncept turbulentní fluidní vrstvy (turbulentní fluidace) se pravděpodobně poprvé objevil koncem čtyřicátých let^{3,4}. Lze dovést jeho věcnou i časovou souvislost s tehdy vyvinutou technologií krakování uhlovodíkových frakcí⁵ ve fluidní vrstvě katalyzátoru u tehdejší Standard Oil Co. (nyní Exxon). Pojem turbulentní fluidace byl zaveden na základě vizuálních pozorování chování vrstvy. Bublinová vrstva může být zpodobněna pohyblivou viskózní kapalinou (emulzní, hustá fáze), již protékají diskrétní bubliny (bublinová, řídká fáze). Potom hovoříme o tzv. dvoufázové teorii fluidace, jak ji původně navrhli Twoomy a Johnstone⁶. Když se u malého zařízení přiblíží velikost bublin (kapes plynu) průměru nádoby, dochází k tzv. pístování vrstvy. Pro tento režim je charakteristické zhoršení promíchávání vrstvy a silně snížená kvalita kontaktu mezi plynem a částicemi.

Rozpad režimu pístování při zvýšených rychlostech plynu

sledovali Kehoe a Davidson⁷ ve vrstvě jemných částic. Od určitého průtoku plynu přešla pístující vrstva do stavu nepřetržité koalescence a dispergace, ve kterém se diskrétní bubliny či kapsy ve vrstvě již nevyskytovaly. S použitím kapacitní sondy Lanneau⁸ zjistil, že při vyšších rychlostech plynu je heterogenní charakter fluidní vrstvy potlačen a mezifázový kontakt je lepší.

Ačkoliv turbulentní fluidní vrstva našla své uplatnění v průmyslových operacích již před několika desítkami let (např. ve výrobě akrylonitrilu, anhydridů kyseliny maleinové a ftalové, pražení sulfidu zinečnatého, sušení aj.), byla výzkumníky dlouho opomíjena. Až přibližně do konce sedmdesátých let směřoval výzkum fluidace převážně k bublinové vrstvě. Jedním z důvodů této orientace mohla být i ta skutečnost, že již od prostého pohledu je chování turbulentní vrstvy mnohem méně uspořádané, a tím složitější, než je chování vrstvy bublinové.

Zhruba od osmdesátých let se turbulentní fluidace těší značnému výzkumnému zájmu. Ten nepochybně souvisí s úspěšným vývojem a širokou aplikací reaktorů a zejména kotlů s cirkulační fluidní vrstvou⁹.

Smyslem této práce je podat aktuální informaci o různých aspektech turbulentní fluidace.

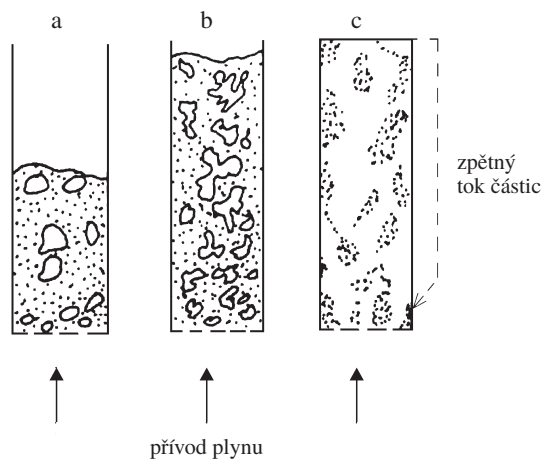
2. Fyzický obraz turbulentní fluidace

Stav turbulentní fluidace je vyvoláván vyššími rychlostmi fluidačního plynu (obvykle kolem 0,7–1,8 m.s⁻¹) a je obvykle spojován s dobře fluidovatelnými drobnými částicemi skupiny A ($d_p = 0,05–0,15$ mm; $\rho_s < 1500$ kg.m⁻³) dle Geldartovy klasifikace¹⁰. Částice typu B ($d_p = 0,15–0,50$ mm; $1500 < \rho_s < 4000$ kg.m⁻³), jež se dostávají do vznosu (fluidují) obtížněji, se v turbulentních vrstvách vyskytují méně často.

Při dostatečně velkém průtoku plynu se povrch vrstvy stává velmi nerovnoměrným a členitým a výška vrstvy se dá těžko definovat. Do prostoru nad vrstvou jsou ve značné míře vrhány shluky částic, jež se poté rychle rozpadají a většina částic se vrací zpět do vrstvy. Nicméně jejich jistý – menší – podíl je proudem plynu unášen dále a je nutno jej vracet zpět. Protože jde o malá množství částic, stačí k jejich separaci malý cyklon zabudovaný obvykle uvnitř kolony.

Tímto řešením navrácení částic se liší kolony s turbulentní vrstvou od zařízení s rychlou fluidní vrstvou, pracující při vyšší rychlosti plynu, kdy je již rychlost úletu částic z vrstvy značná. Separace částic z plynu je náročnější a vyžaduje rozměrný cyklon, který je umístěn vně fluidační nádoby.

Namísto bublin se v turbulentní vrstvě vyskytují protáhlé kapsy (jazyky) plynu nepravidelných tvarů, jež se pohybují značnou rychlostí. Jemné částice vytváří tvarově velice pestré a velmi pohyblivé shluky, připomínající rychle vlající řídké záclony. Není tedy dost dobře možné v tomto režimu rozlišovat, která z fází je spojitá a která dispergovaná. Celkový obraz se vyznačuje rychlou dynamikou tvorby a zániku jak jazyků plynu, tak i agregátů částic. Jak naše zkušenosti ukazují, při bublinové fluidaci jsou střední (časově zprůměrněné)

Obr. 1. **Bublinová (a), turbulentní (b) a rychlá fluidace (c)**

Tabulka I

Charakteristické veličiny tokových režimů fluidní vrstvy^{11,12} (střední mezerovitost ϵ , skluzová rychlost U_{sl} a skluzový faktor F_{sl})

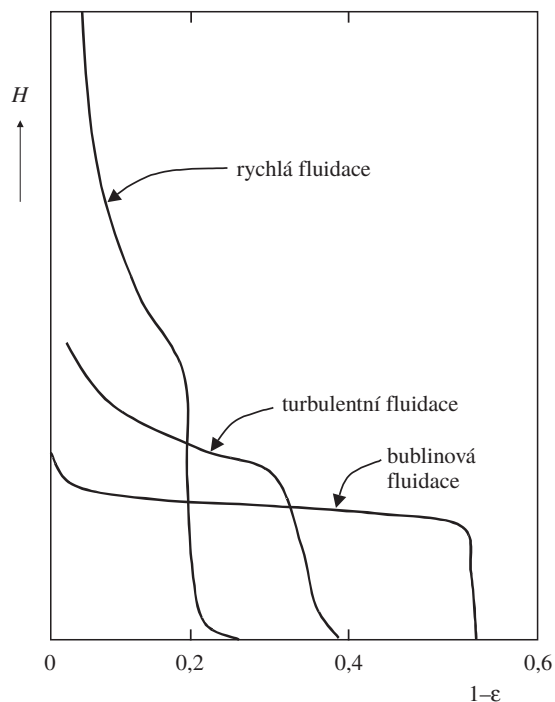
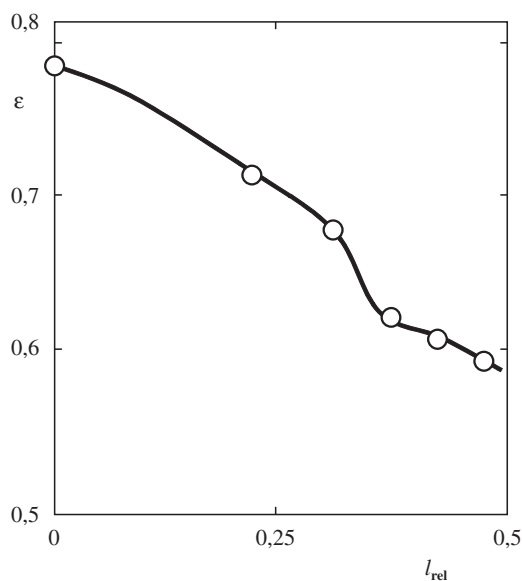
Režim	Částice dle Geldarta ¹⁰	ϵ	U_{sl} [m.s ⁻¹]	F_{sl}
Bublinový	B,D	0,45–0,60	0,1–0,8	$\rightarrow \infty$
Turbulentní	A,B	0,65–0,75	0,5–1,5	>100
Rychlá fluidace	B	0,8 – 0,95	2–6	1,6–5

polohy částic poměrně stálé nebo vykonávají velmi mírný periodický pohyb. Při fluidaci turbulentní se střední polohy částic dostávají do nahodilého pohybu v celém prostoru vymezeném vrstvou.

Některé z rozdílů mezi bublinovou a turbulentní fluidací jsou patrné z obr. 1. Výše nastíněný obraz turbulentní fluidní vrstvy se vztahuje k jemným a lehkým, tedy dobře fluidovatelným materiálům skupiny A. Vrstvy částic větších nebo těžších (skupina B, příp. D) vykazují při turbulentní fluidaci odlišné chování. Nevznikají rychle se pohybující shluky částic, ale dochází k celkové cirkulaci materiálu a k silnému kanálování ve vrstvě. Tento kontaktní režim hrubých částic se často označuje jako fluidace vířivá nebo chrlivá. Termín turbulentní fluidace je obecnější a používá se především pro systémy s jemnými částicemi.

Ve srovnání s bublinovou vrstvou je objemová koncentrace částic v turbulentní vrstvě nižší. Zatímco v prvním případě je střední mezerovitost vrstvy kolem 0,45–0,60, v případě turbulentní fluidace se střední hodnota mezerovitosti pohybuje přibližně mezi 0,65 a 0,75. Střední (časově zprůměrněná) mezerovitost vrstvy se zvyšuje s rostoucí vzdáleností od distributoru a vzrůstá se vzdáleností od stěny nádoby, jak je naznačeno na obr. 2 a 3.

Vedle střední mezerovitosti je možno základní tokové režimy fluidní vrstvy charakterizovat dalšími veličinami jako jsou skluzová rychlost U_{sl} mezi plynem a částicemi

Obr. 2. **Axiální profily koncentrací částic** (H výška nad distributorem, $1 - \epsilon$ objemový podíl částic)Obr. 3. **Radikální profil mezerovitosti ϵ při turbulentní fluidaci** (l_{rel} – rel. vzdálenost od osy)

$$U_{sl} = U/\epsilon - U_s = U/\epsilon - G_s/[\rho_s(1 - \epsilon)] \quad (1)$$

a skluzový faktor F_{sl}

$$F_{sl} = U\rho_s(1 - \epsilon)/(G_s\epsilon) \quad (2)$$

Obvyklé hodnoty výše uvedených veličin pro bublinovou, turbulentní a rychlou fluidaci jsou shrnuty v tabulce I. Je

zřejmé, že turbulentní fluidace je přechodovým stavem mezi režimem bublinovým, příp. pístovým a stavem rychlé fluidace. Zatímco bublinová vrstva je uspokojivě popsána dvoufázovou teorií a rychlá fluidní vrstva (cirkulační) je adekvátně vystižena modelem jádro–prstencem^{9,13}, adekvátní popis či teorie turbulentní vrstvy dosud chybí.

3. Přechod od bublinové k turbulentní fluidaci

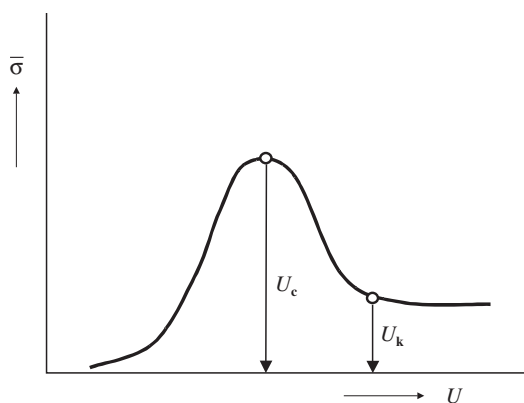
K určení přechodu mezi bublinovou nebo pístující vrstvou a turbulentní vrstvou je možno použít některou z metod, zakládajících se na vizuálním sledování, tlakových fluktuacích a na místní a celkové mezerovitosti vrstvy. Rozličná kritéria pak vycházejí ze zpracování signálů tlakových sond, kapacitních čidel, sond s optickými vlákny, rentgenových aparátů a manometrů.

Kehoe a Davidson⁷ definovali nástup turbulentní fluidace jako počátek nepřetržité koalescence, kdy jazyky plynu klikatě prokmitávají řídkou vrstvou. Pozdější práce (např. cit.¹⁴) ukázaly, že tento přechod je dostatečně ostrý a je postřehnutelný pouhým okem pouze v případě částic skupiny A dle Geldartovy klasifikace¹⁰.

Fluktuace lokální mezerovitosti měřené kapacitními sondami a sondami s optickými vlákny mohou být tak použity ke stanovení přechodu do turbulentní fluidace. Crescitelli a spol.¹⁵ definovali práh turbulentní fluidace jako stav, kdy již není možné identifikovat jednotlivé písky plynu ze signálů kapacitní sondy. Ukazuje se, že se průměrná odchylka místní mezerovitosti od její střední hodnoty zvětšuje s rostoucí rychlostí plynu až k jisté maximální hodnotě a potom dále klesá.

Avidan a Yerushalmi¹⁶ zjistili, že při jistém zvýšení průtoku plynu celková mezerovitost vrstvy (expanze) náhle a výrazně stoupne. Tento zlomový bod na křivce ϵ vs. U potom autoři¹⁶ označili za přechod od bublinové fluidace k turbulentní.

Byli to pravděpodobně Yerushalmi a Cankurt¹⁷, kteří jako první vymezovali přechod k turbulentní fluidaci na základě tlakových fluktuací ve vrstvě. Když zaznamenané tlakové signály jednoduše interpretovali pomocí směrodatné odchylky od střední hodnoty tlaku, dostali křivku znázorněnou na obr. 4. Jak je vidět na tomto obrázku, intenzita fluktuací tlaku s rychlostí plynu nejprve roste, potom po dosažení maxima při $U = U_c$ rychle klesá a ustálí se na jisté nízké hodnotě.



Obr. 4. Definice rychlosti plynu, při které dochází k nástupu turbulentní fluidace, založená na směrodatné odchylce amplitud tlakových fluktuací σ

Autoři nebyli a nejsou dosud jednotni ve vymezení turbulentního režimu. Zpočátku byl za nástup turbulentní fluidace považován stav odpovídající rychlosti plynu U_k vyznačené na obr. 4. Nyní převládá názor, že je to U_c , která vystihuje nástup turbulentní vrstvy.

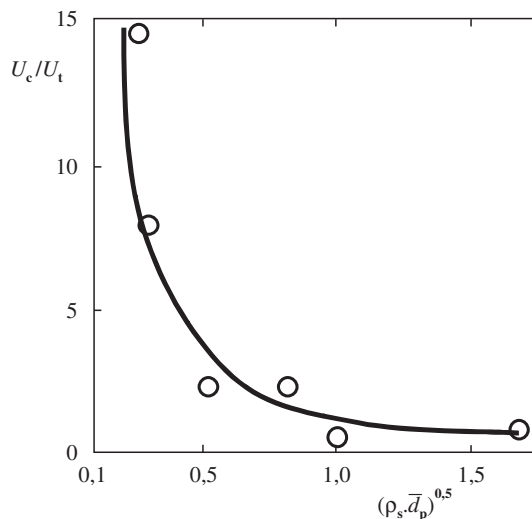
Ve své nedávné práci¹⁸ zabývající se pracovními režimy fluidních vrstev jsme navrhli nový postup k vyhodnocování výkonových spekter tlakových fluktuací ve vrstvě. Na základě studia chování mnoha materiálů jsme dospěli k názoru, že stav bublinové či pístové fluidace končí, tedy nastupuje fluidace turbulentní, dříve než při $U = U_c$. Máme za to, že přechod k turbulentní vrstvě již začíná v oblasti mezi maximem a inflexním bodem na vzestupné větvi křivky na obr. 4. Při těchto rychlostech plynu nejsou ještě částice vynášeny ven z fluidační kolony.

3.1. Faktory ovlivňující přechodovou rychlost U_c

U malých zařízení ($D < 0,2$ m) jsou poznatky o vlivu průměru zařízení na U_c rozporné, u zařízení o $D > 0,2$ m se vliv průměru nádoby neuplatňuje. U mělkých vrstev ($H_{mf}/D < 2$) roste U_c s výškou nehybné vrstvy H_{mf} (cit.¹⁹). Lze očekávat, že všechny typy vestaveb široce užívané ve fluidních reaktorech pro výměnu tepla nebo zlepšení kontaktní účinnosti obecně snižují U_c .

Je známo, že materiál s širokou distribucí velikostí částic vykazuje nižší fluktuace tlaku a nižší U_c než materiál s úzkou distribucí. U široce polydisperzních materiálů jsou přechody mezi jednotlivými režimy fluidace difuzní. Pro fluidaci za zvýšené teploty a tlaku je charakteristická tvorba menších plynových kapes a hladké cirkulace zvláště u jemných částic v koloně^{20,21}.

Zajímavá je relace mezi poměrem U_c/U_t , kde U_t je pádová rychlost izolované částice a velikostí (a měrnou hmotností) této částice. Na základě literárních dat^{17,22} byla tato závislost vyšetřena a je uvedena na obr. 5. Je patrné, že k nástupu turbulentní fluidace u malých (a lehkých) částic dochází při rychlosti o více než jeden řád větší, než je jejich pádová



Obr. 5. Poměr rychlostí U_c/U_t jako funkce velikosti částic \bar{d}_p a jejich měrné hmotnosti ρ_s

rychlost. Tato skutečnost je dána zřetelnou tendencí jemných částic tvořit shluky (agregáty), které se chovají jako velké částice. U větších a velkých skleněných částic o velikostech $\bar{d}_p = 0,65$ a $2,5$ mm, které shluky nevytvářejí, činí poměr U_c/U_t pouze $0,55$ a $0,32$.

Pádová rychlost izolované částice U_t je dobře definovaná veličina a lze ji s velmi dobrou přesností predikovat i pro nesférické částice^{23,24}. Spokojíme-li se s přesností kolem 10 %, můžeme k výpočtu použít např. jednoduchého explicitního vztahu Turtona a Clarka^{25,26}

$$Re_t = \frac{Ar^{1/3}}{(10,82 / Ar^{0,549} + 0,6262 / Ar^{0,137})^{1,214}} \quad (3)$$

Z křivky na obr. 5 a rovnice (3) potom můžeme činit první odhady o U_c .

3.2. Regresní vztahy pro U_c

Rovnic, založených na regresi experimentálních dat, pro výpočet počátku turbulentní fluidace je řada. Jako první byla pravděpodobně relace (4) navržena Yerushalmim a Cankurtem¹⁷

$$U_c = 3,0 \cdot (\rho_s \bar{d}_p)^{0,5} - 0,77 \quad (4)$$

Dosti početnou skupinu regresních rovnic tvoří jednoduché vztahy typu

$$Re_c = a \cdot Ar^b \quad (5)$$

ve kterých se hodnoty konstant a a b více či méně liší podle autorů (viz tabulka II).

Tabulka II

Hodnoty konstant a a b v rovnici (5)

Autoři	a	b
Lee a Kim ²⁷	0,700	0,485
Horio ²⁸	0,936	0,472
Nakajima a spol. ²⁹	0,663	0,467
Bi a Grace ³⁰	0,565	0,461

Chehbouni a spol.³¹ navrhli vztah poněkud odlišného typu

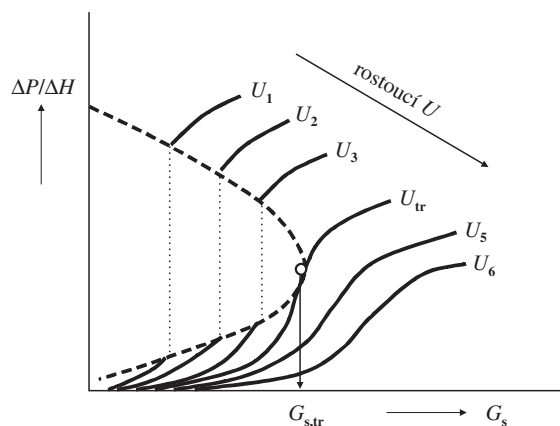
$$Fr_c = U_c / (g \cdot D)^{0,5} = 0,463 \cdot Ar^{0,145} \quad (6)$$

$$0,080 \leq D \leq 0,200 \text{ m.}$$

Tato závislost vyjadřuje mírný nárůst U_c s průměrem zařízení.

4. Přechod od turbulentní k rychlé fluidaci

Přechod od turbulentní fluidace k rychlé fluidaci je především charakterizován významným růstem únosu částic z kolony. Rychlost plynu v tomto přechodovém stavu představuje



Obr. 6. Definice transportní rychlosti U_{tr} , založená na gradientu tlaku $\Delta P/\Delta H$, intenzitě toku částic G_s a rychlosti plynu U (cit.¹⁷)

tedy horní mez pro vsádkovou operaci ze zřetele tuhé fáze. O ustáleném stavu rychlé fluidní vrstvy je možno uvažovat jen tehdy, je-li kolona opatřena zařízením pro vracení částic.

Když se ve vzestupné větvi cirkulační fluidní vrstvy při daném průtoku plynu postupně zvyšuje recirkulační rychlost částic, G_s , může podle Yerushalmiho a Cankurta¹⁷ dojít k ostrému (skokovému) růstu tlakového gradientu, $\Delta P/\Delta H$ (viz obr. 6). Jakmile rychlost plynu dosáhne jisté vyšší hodnoty, ke skokové změně tlakového gradientu již nedochází a tato rychlost plynu je definována jako rychlost transportní, U_{tr} .

Rychlá fluidní vrstva se obvykle skládá ze spodní hustší zóny ($\epsilon = 0,80-0,95$), která postupně přechází do horní řidší zóny ($\epsilon = 0,95-0,98$). Axiální profil mezerovitosti zejména v horních partiích kolony je ovlivňován rychlostí přívodu (recirkulace) částic. Při rychlé fluidaci jsou částice intenzivně promíchávány a jejich skluzová rychlost je řádově vyšší než pádová rychlost jednotlivých částic. Vztah mezi intenzitou toku částic, rychlostí plynu, mezerovitostí a skluzovou rychlostí je vyjádřen rovnicí (1).

Obvyklý postup určování transportní rychlosti, U_{tr} , vychází z fázových diagramů $\Delta P/\Delta H - U - G_s$. Jiní autoři (např. Bi a Fan³²) zjistili, že transportní rychlost je více či méně táž veličina jako rychlost U_k vyznačená na obr. 4, a může být tedy určována na základě tlakových fluktuací. Jiná metoda je založena na měření dob potřebných k vnesení vsádky materiálu z kolony při různých rychlostech plynu.

4.1. Regresní vztahy pro U_{tr}

Výpočtových vztahů pro předpověď transportní rychlosti je řada a jsou, podobně jako rovnice pro výpočet U_c , zcela empirické. Většina z nich je ve tvaru

$$Re_{tr} = c \cdot Ar^d \quad (7)$$

Hodnoty konstant c a d v rovnici (7) nalezené různými autory jsou uvedeny v tabulce III. Vliv průměru nádoby je zahrnut v rovnici (8) autorů Chehbouniho a spol.³¹

$$Re_{tr} = 0,169 \cdot Ar^{0,545} \cdot (D/\bar{d}_p)^{0,3} \quad (8)$$

Tabulka III
Hodnoty konstant c a d v rovnici (7)

Autoři	c	d
Lee a Kim ²⁷	2,92	0,354
Bi a Fan ³²	2,28	0,419
Adanez a spol. ³³	2,08	0,458

5. Charakteristika turbulence, přestup hmoty a tepla

Přesto, že tento režim nese ve svém názvu „turbulentní“, je dosud o turbulenci v těchto fluidních vrstvách známo jen velmi málo. Jako míra intenzity turbulence může být uvažována např. směrodatná odchylka fluktuací mezerovitosti nebo výkonová spektra tlakových fluktuací. Makroměřítka turbulence nepochybně souvisí s velikostí a pohybem nepravidelných plynových jazyků a protáhlých shluků částic, které se nepřetržitě a velmi rychle tvoří a zase zanikají. Naše dosavadní zkušenosti s turbulentní fluidací naznačují, že fluidní vrstva v tomto režimu vykazuje prvky chaotického chování.

Hlavní předností turbulentní vrstvy před vrstvou bublinovou je lepší kontakt mezi fázemi. Zatímco u fluidních reaktorů, provozovaných v bublinovém nebo pístovém režimu, je odpor při přestupu hmoty z bublinové do emulzní fáze většinou velmi významný, je tato bariéra při turbulentní fluidaci téměř eliminována. Takto účinný kontakt mezi plynem a částicemi se realizuje díky mžikové životnosti plynových kapes i částicových shluků opět se tvořících a rozpadajících v turbulentní vrstvě.

Ve fluidních vrstvách lze uvažovat tři typy přestupu tepla: plyn–částice, částice–částice a vrstva (suspenze)–povrch (stěna či vestavba). V důsledku velikého povrchu drobných částic se obvykle dosáhne tepelné rovnováhy mezi plynem a částicemi ve vrstvě velmi rychle – obvykle již ve výšce několika centimetrů nad distributorem, pokud rychlost plynu není extrémně vysoká. Teplo sdílené vedením při kolizích částic je většinou zanedbatelné. Prakticky nejvýznamnější je tedy přestup tepla vrstva (suspenze)–teplosměnný povrch (stěny nádoby, trubkové vestavby).

Na přestupu tepla mezi vrstvou a teplosměnným povrchem se hlavně podílí konvektivní toky částic a plynu a radiace. O těchto třech složkách lze předpokládat, že jsou na sobě nezávislé a jejich relativní význam závisí na velikostech částic a pracovních podmínkách. Podíl radiace je např. zanedbatelný při teplotách nižších než 500 °C, při 900 °C je již vyšší než 30 % (cit.³⁴). Konvekce částicemi je většinou převažující, její podíl se zmenšuje s rostoucí velikostí částic.

Závislost koeficientu přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a povrchem na rychlosti plynu vykazuje extrémální průběh s maximem kolem U_c . Podle Moleruse a spol.³⁵ klesají maximální hodnoty s rostoucí velikostí částic od 550 ($\bar{d}_p = 0,1$ mm) k 250 $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ ($\bar{d}_p = 0,6$ mm).

6. Míchání plynu a částic

Již Yerushalmi a Cankurt¹⁷ zjistili, že axiální promíchávání plynné fáze se zřetelně zmenší, když bublinová vrstva přejde do režimu turbulentního. Informací o promíchávání při turbulentní fluidaci mnoho není a jsou většinou interpretovány jako efektivní disperzní koeficienty nebo bezrozměrná Pecletova kritéria. Experimentální poznatky se shodují, že axiální disperzní koeficient pro plynnou fázi klesá s rostoucí rychlostí plynu a dále se rychle zmenšuje s rostoucí mezerovitostí suspenze. Axiální promíchávání je silnější u nádob většího průměru. Podobně jako u bublinové fluidace, je i u turbulentní fluidace radiální disperze přibližně o řád menší, než je disperze axiální.

Míchání částic silně ovlivňuje kontakt mezi oběma fázemi, přestup tepla, rovnoměrnost teplotních polí a promíchávání plynu. Ukazuje se, že míchání částic je intenzivnější ve větších zařízeních, kde se vytváří silnější cirkulační okruhy. Jemné částice vykazují větší disperzní koeficienty než částice hrubé v důsledku rychlého pohybu jejich shluků. S rostoucí rychlostí plynu intenzita míchání částic roste. Existuje zřetelná korelace mezi axiálním disperzním koeficientem pro částice a radiálním disperzním koeficientem pro plyn.

7. Modelování reaktorů s turbulentní fluidní vrstvou

I přes zřetelné výhody a komerční aplikace turbulentního režimu, poznatků o výkonu a modelování reaktorů s turbulentní vrstvou je dostupných jen velmi málo. Nejjednodušší modely vycházejí z představy o jednofázovém systému s pístopým tokem či s ideálním mícháním. Konverzi methanu při spalování v turbulentní vrstvě katalyzátoru uspokojivě popsali Foka a spol.³⁶ pomocí jednofázového disperzního modelu. Pokročilejší modely jsou dvoufázové; vedle konvekce, reakce a disperze též zahrnují přestup plynu mezi hustou a řídkou fází.

Potíže s modelováním turbulentní vrstvy plynou z jejího nejednoznačného fyzikálního stavu / obrazu. Zatímco bublinová vrstva je zřetelně dvoufázová a režim rychlé vrstvy dobře odpovídá relativně jednoduché a zřetelně patrné struktuře, řídké jádro – hustý prstenc⁹, představuje turbulentní vrstva přechod mezi těmito stavy. Jako jednu z možných cest se tedy jeví vhodná kombinace účelných modelů pro bublinovou a rychlou vrstvu. Realistický model turbulentní vrstvy by měl reflektovat mj. tak významnou skutečnost, jako je profil mezerovitosti po výšce vrstvy, příp. i její změny ve směru radiálním. Ukazuje se, že i na výkon reaktoru s turbulentní vrstvou má velmi příznivý vliv přítomnost podílu (>15 %) velmi jemné frakce částic/katalyzátoru³⁷ ($\bar{d}_p < 0,050$ mm).

8. Závěr

Režim turbulentní fluidace poskytuje účinný kontakt mezi plynem a tuhými částicemi, intenzivní sdílení tepla mezi vrstvou a stěnami/vestavbami při velmi omezeném axiálním míchání plynné fáze. Těchto příznivých vlastností turbulentní fluidní vrstvy se využívá v řadě důležitých katalytických procesů v průmyslu.

Aktuální stav znalostí o turbulentní fluidní vrstvě však neodpovídá jejímu praktickému významu. Není jasné, zda by na nepravdělné kapsy plynu mělo být pohlíženo jako na bubliny ve spojité emulzní fázi, nebo jde o fluktuace mezerovitosti v suspenzi plyn – částice. Tím otázka adekvátnosti dvou- nebo jednofázového modelu turbulentní vrstvy zůstává otevřená.

Zatímco poznatky o vymezení oblasti turbulentní fluidace, expanze vrstvy, gradientech mezerovitosti dostupné jsou, informace o únosu částic, vlivu velikosti zařízení a typu distributoru na chování vrstvy aj. chybí. Tokový režim turbulentní fluidace vykazuje prvky chaotického chování systému.

Seznam symbolů

\bar{d}_p	střední velikost částic, m, mm
D	průměr zařízení, m
F_{sl}	skluzový faktor podle rovnice (2)
g	tíhové zrychlení ($= 9,807$), $m \cdot s^{-2}$
G_s	čistý cirkulační tok částic, $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
H	výška vrstvy, podélná souřadnice, m
H_{mf}	výška nehybné vrstvy, m
ΔP	tlaková ztráta vrstvy, Pa
U	mimovrstvová rychlost plynu, $m \cdot s^{-1}$
U_c	rychlost plynu, při které směrodatná odchylna amplitud tlakových fluktuací ve vrstvě dosahuje maxima, $m \cdot s^{-1}$
U_{sl}	skluzová rychlost mezi plynem a částicemi podle rovnice (1), $m \cdot s^{-1}$
U_t	pádová rychlost izolované částice, $m \cdot s^{-1}$
U_{tr}	transportní rychlost, $m \cdot s^{-1}$

Bezrozměrná kritéria

$Ar = \bar{d}_p \cdot g \cdot \rho_f (\rho_s - \rho_c) / \mu_f^2$	– Archimedovo kritérium
$Fr_c = U_c / (g \cdot D)^{0.5}$	– Froudeho kritérium při nástupu turbulentní fluidace
$Re_c = U_c \bar{d}_p \rho_f / \mu_f$	– Reynoldsovo kritérium při přechodu z bublinové do turbulentní fluidace
$Re_t = U_t \bar{d}_p \rho_f / \mu_f$	– Reynoldsovo kritérium při pádové rychlosti izolované částice
$Re_{tr} = U_{tr} \bar{d}_p \rho_f / \mu_f$	– Reynoldsovo kritérium při transportní rychlosti

Řecké symboly

ε	střední mezerovitost vrstvy (suspenze)
μ_f	viskozita fluidační tekutiny (plynu), Pa.s, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
ρ_f	měrná hmotnost fluidační tekutiny (plynu), $kg \cdot m^{-3}$
ρ_s	měrná hmotnost částic, $kg \cdot m^{-3}$
σ	směrodatná odchylna tlakových fluktuací, Pa

Tato práce byla podpořena Grantovou agenturou AV ČR (granty č. 4072711 a 4072001).

LITERATURA

- Hartman M., Svoboda K., Veselý V., Ziolkowski D.: Chem. Listy 81, 1233 (1987).
- Hartman M., Beran Z., Svoboda K., Veselý V.: Collect. Czech. Chem. Commun. 60, 1 (1995).
- Matheson G. L., Herbst W. A., Holt P. H.: Ind. Eng. Chem. 41, 1099 (1949).
- Zenz F.A.: Ind. Eng. Chem. 41, 2801 (1949).
- Yates J. G.: *Fundamentals of Fluidized-Bed Chemical Processes*. Butterworths, London 1983.
- Twoomy R. D., Johnstone H. F.: Chem. Eng. Prog. 48, 220 (1952).
- Kehoe P. W. K., Davidson J. F.: *Continuously Fluidized Beds*, Symp. Ser. 33, str. 17. Inst. Chem. Eng., London 1971.
- Lanneau K. P.: Trans. Inst. Chem. Eng. 38, 125 (1960).
- Hartman M., Svoboda K., Trnka O., Beran Z.: Chem. Listy 93, 788 (1999).
- Geldart D.: Powder Technol. 7, 285 (1973).
- Bi H. T., Ellis N., Abba I. A., Grace J. R.: Chem. Eng. Sci. 55, 4789 (2000).
- Grace J. R.: Powder Technol. 113, 242 (2000).
- Kunii D., Levenspiel O.: Chem. Eng. Sci. 55, 4563 (2000).
- Yang W. C., Chitester D. C.: AIChE Symp. Ser. 84 (262), 10 (1988).
- Crescitelli S., Donsi G., Russo G., Clift R.: *Proceedings of the 6th Int. Congress CHISA, Prague 1978*.
- Avidan A. A., Yerushalmi J.: Powder Technol. 32, 223 (1982).
- Yerushalmi J., Cankurt N. T.: Powder Technol. 24, 187 (1979).
- Trnka O., Veselý V., Hartman M., Beran Z.: AIChE J. 46, 509 (2000).
- Canada G. S., McLaughlin M. H.: AIChE Symp. Ser. 74 (174), 27 (1978).
- Hartman M., Svoboda K.: Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev. 25, 649 (1986).
- Hartman M., Svoboda K., Kocurek J., Ziolkowski D., Machorin K. E.: Chem. Listy 83, 57 (1989).
- Staub F. W., Canada G. S., v knize: *Fluidization* (Davidson J. F., Keairns D. L., ed.), str. 339. Cambridge Univ. Press, Cambridge 1978.
- Hartman M., Yates J. G.: Collect. Czech. Chem. Commun. 58, 961 (1993).
- Hartman M., Trnka O., Svoboda K.: Ind. Eng. Chem. Res. 33, 1979 (1994).
- Turton R., Clark N. N.: Powder Technol. 53, 127 (1987).
- Hartman M., Veselý V., Svoboda K., Havlín V.: Collect. Czech. Chem. Commun. 55, 403 (1990).
- Lee G. S., Kim S. D.: J. Chem. Eng. Jpn. 21, 515 (1988).
- Horio M., v knize: *Circulating Fluidized Bed Technology III* (Basu P., Horio M., Hasatani M., ed.), str. 3. Pergamon Press, Oxford 1991.
- Nakajima M., Harada M., Asai M., Yamazaki R., Jimbo G., v knize: *Circulating Fluidized Bed Technology III* (Basu P., Horio M., Hasatani M., ed.), str. 79. Pergamon Press, Oxford 1991.
- Bi H. T., Grace J. R.: Chem. Eng. J. 57, 261 (1995).
- Chebouni A., Chaouki J., Guy C., Klvana D.: Can. J. Chem. Eng. 73, 41 (1995).
- Bi H. T., Fan L. S.: AIChE J. 38, 297 (1992).
- Adanez J., de Diego L. F., Gayan P.: Powder Technol. 77, 61 (1993).
- Flamant G., Bergeron A.: Int. Chem. Eng. 32, 409 (1992).
- Molerus O., Burschka A., Dietz S.: Chem. Eng. Sci. 50, 879 (1995).

36. Foka M., Chaouki J., Guy C., Klvana D.: Chem. Eng. Sci. 55, 713 (1996).
37. Sun G. L., Grace J. R.: AIChE J. 38, 716 (1992).

M. Hartman, O. Trnka, K. Svoboda, and V. Veselý
(*Institute of Chemical Process Fundamentals, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague*): **Turbulent Fluidization**

In the flow regime of turbulent fluidization, pockets of gas (bubbles or slugs) no longer appear distinct. Clusters and strands of fine particles as well as voids of elongated and distorted shapes move rapidly in a zigzag manner through the bed. The solids hold-up is quite high (25–35 % by volume) and at the indistinct bed surface, aggregates of particles are

continuously ejected into the freeboard. Turbulent fluidization is often employed in industrial fluidized-bed reactors because of efficient gas-solid contact, rapid heat and mass transfer and limited axial mixing of gas. Although it accounts for most commercial applications of gas-solid fluidization, the turbulent fluidization has received far less attention than the adjacent flow regimes of bubbling (or slugging) and fast fluidization. A number of empirical correlations are presented for prediction of the range of turbulent fluidization. Turbulent beds exhibit non-uniform distributions of voidage/solids hold-up in both axial and radial directions. Some reactor models treat the turbulent bed as a single-phase homogeneous system, others assume the existence of two phases. Such aspects as energy dissipation, turbulence and chaos need to be explored to improve the knowledge of this turbulent fluidization regime.