

## ÚLETOVÉ RYCHLOSTI ČÁSTIC VÁPENCOVÉHO KALCINÁTU Z FLUIDNÍ VRSTVY

MILOSLAV HARTMAN, OTAKAR TRNKA,  
KAREL SVOBODA a MICHAEL POHOŘELÝ

Ústav chemických procesů, Akademie věd České republiky,  
v. v. i., Rozvojová 135, 165 02 Praha 6-Suchbát  
hartman@icpf.cas.cz

Došlo 27.10.10, přijato 4.5.11.

Klíčová slova: fluidace, spalování, zplyňování, úletová rychlost, tuhé částice, oxid vápenatý

### Úvod

Pro svou snadnou dostupnost, dobrou reaktivitu a významné katalytické účinky jsou zrnité vápenaté materiály široce využívány v řadě chemických či energetických procesů<sup>1–13</sup>. V teoretickém případě ideální fluidní vrstvy, tvořené identickými částicemi, je limitní (maximální) pracovní rychlost takového materiálu vrstvy dána terminální či ustálenou rychlostí volného spádu jediné částice v nehybné tekutině za daných podmínek<sup>14–20</sup>. V realitě je však každý soubor i velmi pečlivě vytříděných částic, tvořících skutečnou fluidní vrstvu, charakterizován užší či širší distribucí jejich velikostí. Navíc i částice stejného původu často vykazují tvarové odlišnosti. Hydrodynamické poměry ve fluidní vrstvě mohou být dále komplikovány i nerovnoměrností rychlostního pole ve vzestupném proudu plynu procházejícím vrstvou. Tato práce se zabývá podmínkami, za nichž dochází k úletu jemnějších frakcí z menší stacionární vrstvy částic zrnitého vápencového kalcinátu fluidovaných vzduchem. Cílem studie je navrhnout vhodné výpočetní vztahy umožňující kvalifikovaně odhadovat relace mezi veličinami popisujícími úlet částic z fluidní vrstvy.

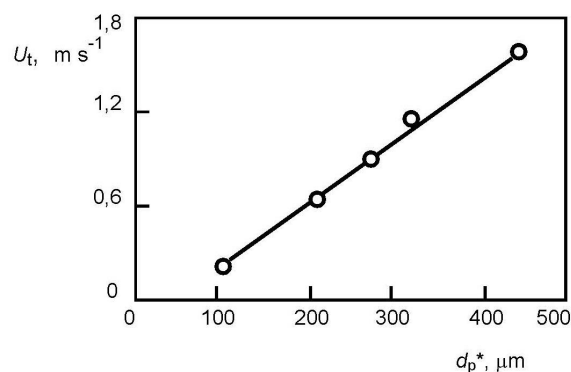
### Experimentální část

Úletové rychlosti velmi úzkých frakcí vápencového kalcinátu (CaO) byly stanoveny ze závislosti tlakové ztráty mělké fluidní vrstvy na mimovrstvové rychlosti vzduchu ve fluidační skleněné koloně<sup>15,18,21</sup>. Je zřejmé, že takto stanovená úletová rychlost je spíše parametrem materiálu vrstvy (tj. početného souboru částic vrstvy tvořících), než pravá (skutečná) terminální rychlost volného pádu jediné částice v nehybné tekutině. Opakovaná stanovení úletové rychlosti ukázala dobrou reprodukovatelnost měření. Prezentovaná data představují střední hodnotu ze tří nezávis-

lých měření. Výchozím materiálem byl jemnozrný, vysokoprocenní a komerčně využívaný vápenec obsahující 95,8 hm.% CaCO<sub>3</sub> a malé podíly Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, MgO, SiO<sub>2</sub> a Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Ztráta žiháním při 900 °C činila 42,5 hm.% a zdánlivá (rtuťová) měrná hmotnost kalcinátu byla 1600 kg m<sup>-3</sup>. Vstupní karbonátová hornina byla nadrcena na drobnější kousky a kalcinována v muflové peci do konstantní hmotnosti při 900 °C. Kalcinát byl nadrcen a pečlivě (ručně) rozříván na velmi úzké frakce s použitím České normalizované řady sít: 0,10–0,12 mm ( $d_p^* = 0,11$  mm), 0,20–0,25 mm ( $d_p^* = 0,22$  mm), 0,25–0,32 mm ( $d_p^* = 0,29$  mm) a 0,4–0,5 mm ( $d_p^* = 0,45$  mm). Fluidačním médiem byl vzduch předsušený silikagelem, jehož měrná hustota a viskozita se jen málo liší od hustoty a viskozity běžných spalných plynů. K měření při 20 °C byla použita aparatura<sup>18,19</sup> se skleněnou kolonou o vnitřním průměru 8,5 cm a výšce 2 m a s perforovaným, snadno vyměnitelným distributorem.

### Výsledky a diskuse

Naměřené hodnoty středních úletových rychlostí použitých velmi úzkých frakcí zrnitého kalcinátu vysokoprocenního vápence o středních (sítových) velikostech 110 až 450 μm rostou s velikostí částic od 0,23 m s<sup>-1</sup> ( $d_p^* = 110$  μm) do 1,55 m s<sup>-1</sup> ( $d_p^* = 450$  μm), jak je znázorněno na obr. 1. Rozsah našich experimentů charakterizují krajní hodnoty Archimedova kritéria  $Ar = 57,6–4905$  a Reynoldsova kritéria  $Re_t = 1,53–45,3$ . Tyto hodnoty naznačují, že v měřených režimech toku se na celkových energetických ztrátách vyvolaných průchodem plynu fluidní vrstvou uplatňují jak síly třecí (viskozitní), působící na částice, tak i síly inerční (setrvačné)<sup>13</sup>. Pro (bezrozměrný) součinitel



Obr. 1. Srovnání naměřených a vypočtených úletových rychlostí částic  $U_t$  různých velikostí částic  $d_p^*$  vysokoprocenního vápencového kalcinátu (CaO); teplota 20 °C; tekutina - suchý vzduch; materiál - vysítované velmi úzké frakce vápna; rozsah Archimedova kritéria  $Ar = 57,6–4905$ ; rozsah Reynoldsova kritéria  $Re_t = 1,53–45,3$ ; O, naměřené hodnoty. Plná čára reprezentuje hodnoty vypočtené z rov. (2) s nalezenými regresními konstantami ( $a = 1,237$  a  $b = 43,90$ )

odporu koule,  $C_D = (4/3) Ar / Re_t^2$ , navrhl Abraham<sup>20,22</sup> neobyčejně jednoduchý, dosud však opomíjený vztah (1):

$$C_D = (1/a) [1 + (b/Re_t)^{0,5}]^2 \quad (1)$$

aplikovatelný pro velmi široký rozsah tokových režimů ( $0 \leq Re_t \leq 5000$ ), ve kterém empirické konstanty mají hodnoty  $a = 3,42$  a  $b = 82,08$ . Martin<sup>23</sup> uvádí pro tyto konstanty hodnoty podobné ( $a = 3$  a  $b = 72$ ). Je tedy patrné, že i v popisu tak krajně jednoduché situace, jakou je ustálený stav volného pádu osamocené, ideální koule v nehybné a neohraničené newtonské tekutině, existuje určitá míra volnosti či nejistoty. Díky kromobyčejné jednoduchosti a velice praktickému tvaru Abrahamova vztahu (1) (cit.<sup>22</sup>) dostaneme z definice  $C_D$  a rov. (1) pro  $Re_t \leq 5000$  velmi praktický explicitní vztah pro přímý výpočet terminální pádové rychlosti zájmové částice v dané tekutině:

$$Re_t = (b/4) \{ [1 + (4^3 a / (3 b^2))^{0,5} \cdot Ar^{0,5}]^{0,5} - 1 \}^2 \quad (2)$$

Po zavedení bezrozměrového kritéria pro terminální pádovou rychlost,  $y_t = Re_t^3 / Ar$ , lze z rovnic uvedených výše, vyjádřit též explicitní relaci umožňující přímý výpočet průměru koule (velikost částice) pro zájmovou terminální pádovou rychlost:

$$1/Re_t^{0,5} = -1/(2b^{0,5}) + \{ 1/(4b) + [4a/(3b)]^{0,5} \cdot 1/y_t^{0,5} \}^{0,5} \quad (3)$$

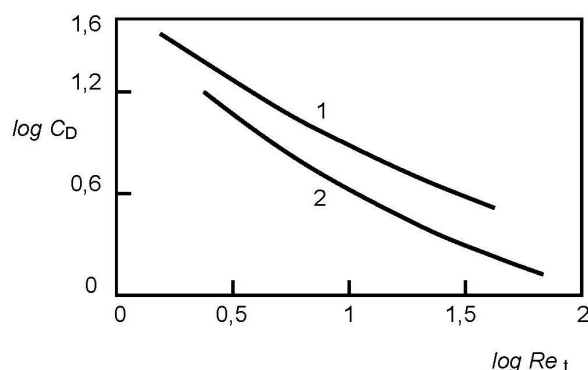
pro  $y_t \leq 1,7 \cdot 10^4$ .

Pomocí standardní a i v jiných případech<sup>3</sup> osvědčené simplexové optimalizační procedury byly koeficienty  $a$  a  $b$  v rov. (1) určeny jako regresní konstanty z úletových rychlostí částic kalcinátu vysokoprocentního vápence naměřených v naší fluidační koloně. Hodnoty těchto konstant činí  $a = 1,237$  a  $b = 43,90$  při korelačním faktoru  $R^2 = 0,985$ . Srovnání naměřených a z regresního vztahu (1) vypočtených úletových rychlostí je prezentováno na obr. 1 a ukazuje velmi dobrou shodu predikovaných a experimentálních hodnot. Tato slibná shoda umožňuje nejen spolehlivou interpolaci, ale i kvalifikovanou (opatrnou) extrapolaci pokusných dat do (mírně) odlišných pracovních podmínek.

Na obr. 2 jsou porovnány hodnoty efektivního součinitele odporu,  $C_D$ , částic, určené z úletových rychlostí námi použitého kalcinátu (křivka 1), s odpovídajícími predikcemi Martinovy (Abrahamovy) korelace<sup>23</sup> pro ideální, osamocenou kouli padající v ustáleném stavu volným pádem v nehybném vzduchu při teplotě 20 °C (křivka 2). Jak je z křivek na tomto obrázku patrné, jsou naše hodnoty součinitele odporu kalcinátu zřetelně vyšší než jsou predikce více či méně standardní, ale také empirické, korelace Martinovy<sup>23</sup>. I když rozdíl v součiniteli odporu  $\Delta C_D/C_D$  rezultuje v přibližně poloviční změně terminální pádové rychlosti  $\Delta Re_t/Re_t$  podle definice  $C_D$  a z ní plynoucí relace:

$$\Delta Re_t / Re_t = (-1/2) (\Delta C_D / C_D) \quad (4)$$

zřetelný posun křivek  $C_D$  vs.  $Re_t$  na obr. 2 nelze pominout. Částice kalcinátu jsou sice nepravidelné, ale jsou izometrické a měkké a i po krátkém setrvání v bublinové vrstvě jsou všechny zřetelně zaoblené. Nemohou tedy vykazovat odpor proudícímu plynu dramaticky odlišný (větší) než ideální koule. Máme za to, že nepominutelnou skutečností, stojící za vyššími hodnotami  $C_D$  a nižšími hodnotami  $U_t$  naměřenými ve fluidační koloně ve srovnání s pádovými



Obr. 2. Srovnání efektivního součinitele odporu částic  $C_D$  vysokoprocentního vápencového kalcinátu s predikcemi Martinovy korelace<sup>23</sup> pro ideální (osamocenou) kouli volně padající v nehybném vzduchu při 20 °C; křivka 1 – tato práce, čára reprezentuje hodnoty vypočtené z rov. (1) s námi nalezenými konstantami ( $a = 1,237$  a  $b = 43,90$ ); křivka 2 – reprezentuje hodnoty vypočtené z rov. (1) s konstantami stanovenými Martinem<sup>23</sup> ( $a = 3$  a  $b = 72$ ) pro ustálený volný pád koule

podmínkami, je existence nerovnoměrného pole rychlostí fluidačního plynu ve směru toku zařízení. Nelze též přehlédnout, že z fluidní vrstvy nejsou nikdy unášeny jednotlivé (separátní) částice, ale vždy více či méně husté či řídké „roje“ vzájemně se pravděpodobně ovlivňujících částic. Po dosažení regresních hodnot  $a$  a  $b$  do obecných rovnic (1) – (3) dostaneme praktický soubor výpočetních vztahů umožňujících pohotová řešení inženýrských problémů a úvah o úletu částic vápencového kalcinátu z fluidní vrstvy:

$$C_D = 0,8086 (1 + 6,625 / Re_t^{0,5})^2 \quad (5)$$

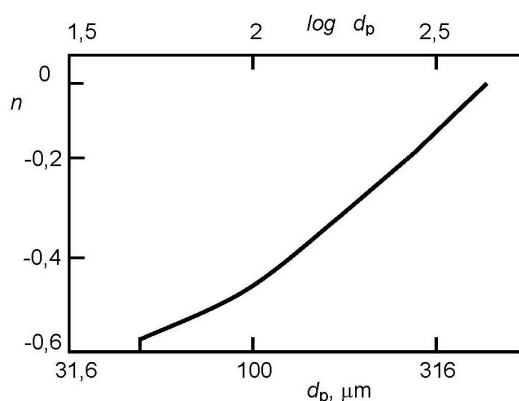
$$C_D^{0,5} = 0,4496 + (0,2022 + 6,879 / y_t^{0,5})^{0,5} \quad (6)$$

$$Re_t = 10,97 [ (1 + 0,1170 Ar^{0,5})^{0,5} - 1 ]^2 \quad (7)$$

$$1 / Re_t^{0,5} = -0,07547 + (0,005695 + 0,1938 / y_t^{0,5})^{0,5} \quad (8)$$

Při bližším pohledu je patrné, že rov. (7) umožňuje přímý výpočet úletové rychlosti dané částice a tvar rov. (8) je vhodný k přímému určení průměru částice pro zájmovou (zvolenou) úletovou rychlost v zařízení. Je namísto připomenout, že platnost, a tedy použitelnost empirických rovnic uvedených výše, je vázána na rozsah experimentálních dat, na kterých jsou rovnice postaveny ( $Re_t \in < 1,5 ; 45 >$ ;  $Ar \in < 57 ; 4905 >$  a  $y_t \in < 0,06 ; 19 >$ ). Nicméně věříme, že solidní fyzikální podloženost regresního vztahu (1) a dobře definované podmínky měření opravňují i k mírným extrapolacím vně experimentálního rámce.

Častou, avšak ne vždy korektně řešenou úlohou v laboratorní či technické praxi je přepočet pádové (úletové) rychlosti částic, měřené při teplotách kolem 20 °C, na teploty mnohem vyšší. Z fyzikálního popisu<sup>13</sup> je zřejmé, že relativní změna pádové rychlosti s teplotou je výslednicí dílčí teplotní změny v Reynoldsově kritériu  $Re_t$  vyvolané změnou kritéria Archimeda  $Ar$  a teplotních změn ve viskozitě plynu a měrné hmotnosti plynu. Pro pohotová a při-



Obr. 3. Závislost exponentu (mocniny)  $n$  v rovnici (9) na velikosti částic  $d_p$  k přepočtu pádové (úletové) rychlosti  $U_t$  pro jinou teplotu; čára znázorňuje hodnoty  $n$  vypočtené pro vzduch (spaliny) při  $p = 101,325$  kPa,  $\rho_p = 1600$  kg m<sup>-3</sup>,  $T_1 = 293$  K a  $T_2 = 1123$  K

bližně přepočty úletových rychlostí částic snadno měřené při teplotách kolem 20 °C  $U(T_1)$  na procesní teploty pro spalovací či zplyňovací fluidní procesy, vedené při typických teplotách 800–900 °C,  $U(T_2)$  se nám dobře osvědčil vztah (9):

$$U_t(T_2) = (T_2 / T_1)^n \cdot U_t(T_1) \quad (9)$$

pro  $T_2 > T_1$  a zájmové částice. Křivka  $n$  vs.  $d_p$  na obr. 3 reprezentuje hodnoty exponentu  $n$  v rov. (9) vypočtené pro vzduch při atmosférickém tlaku jako fluidační médium,  $\rho_p = 1600$  kg m<sup>-3</sup> a teploty 20 °C a 850 °C. Numerické hodnoty mocniny  $n$  v rov. (9) svým způsobem kvantifikují celkový (výsledný) efekt teploty na úletovou rychlost různých velikých částic: tyto se mění od hodnoty  $n = -0,58$  pro nejmenší částice ( $d_p = 50$  μm) do hodnoty  $n = 0,004$  pro částice největší ( $d_p = 500$  μm).

## Závěr

Úletové rychlosti úzkých frakcí kalcinátu vysokoprocenního vápence, naměřené ve skleněné fluidační koloně, jsou mírně nižší než vypočtené terminální rychlosti volného pádu jednotlivých částic v neomezené tekutině. Částice použitého kalcinátu nevykazují zjevné nepravidelnosti a jsou dobře zaoblené. Odvozené regresní (korelační) rovnice vycházejí z podloženého, byť opomíjeného hydrodynamického modelu Abrahama<sup>22</sup> a jsou postaveny na době reprodukovatelných experimentálních datech, získaných na zařízení čtvrtprovozní velikosti. Navržené explicitní vztahy jsou velmi jednoduché a vedle predikcí součinitele odporu částic umožňují také pohotové, přímé výpočty úletové rychlosti daných částic i přímé výpočty velikosti částic odpovídající zájmové rychlosti plynné fáze v zařízení. Systematické výpočty indikují, že vliv teploty na úletovou rychlost se spojitě mění s velikostí částic.

## Seznam symbolů

- $Ar$  Archimédovo kritérium =  $d_p^3 g \rho_f (\rho_p - \rho_f) / \mu_f^2 = (3/4) C_D Re_t^2 = Re_t^3 / \gamma_t$   
 $a$  empirická (regresní) konstanta  
 $b$  empirická (regresní) konstanta  
 $C_D$  součinitel odporu částice =  $(4/3) Ar / Re_t^2 = (4/3) Re_t / \gamma_t = 4 g d_p (\rho_p - \rho_f) / (3 U_t^2 \rho_f)$   
 $d_p$  průměr kulovité částice, m, mm, μm  
 $d_p^*$  střední síťová velikost (průměr) úzké frakce částic, m, mm, μm  
 $g$  tíhové zrychlení = 9,807 m s<sup>-2</sup>  
 $\log$  dekadický (Briggsův) logaritmus  
 $n$  mocnina (exponent) definovaná rov. (9)  
 $p$  tlak, Pa, kPa  
 $Re_t$  Reynoldsovo kritérium při terminální pádové (úletové) rychlosti částice =  $U_t d_p \rho_f / \mu_f = (3/4) C_D \gamma_t = [(4/3) Ar / C_D]^{0,5}$   
 $T$  termodynamická teplota, K  
 $U_t$  terminální pádová (úletová) rychlost, m s<sup>-1</sup>, cm s<sup>-1</sup>  
 $\gamma_t$  bezrozměrové kritérium pro terminální pádovou (úletovou) rychlost =  $Re_t^2 / Ar = (4/3) Re_t / C_D = U_t^3 \rho_f^2 / [g (\rho_p - \rho_f) \mu_f]$   
 $\Delta$  rozdíl v  $C_D$  nebo  $Re_t$   
 $\mu_f$  viskozita tekutiny, kg m<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>, Pa s  
 $\rho_f$  měrná hmotnost tekutiny, kg m<sup>-3</sup>  
 $\rho_p$  zdánlivá (rtuťová) měrná hmotnost částice kg m<sup>-3</sup>

*Tato práce vznikla při řešení grantového projektu IAA 400720701, podporovaného Grantovou agenturou Akademie věd ČR a grantového projektu RFCR-CF2007-00005, podporovaného z Research Fund for Coal and Steel of EC. Autoři děkují touto cestou za poskytnutou finanční pomoc.*

## LITERATURA

- Hartman M., Svoboda K., Trnka O.: Ind. Eng. Chem. Res. 30, 1855 (1991).
- Hartman M., Martinovský A.: Chem. Eng. Commun. 111, 149 (1992).
- Hartman M., Trnka O.: AIChE J. 39, 615 (1993).
- Hartman M., Svoboda K., Trnka O.: Chem. Listy 93, 99 (1999).
- Hartman M., Svoboda K., Trnka O., Veselý V.: Chem. Listy 93, 315 (1999).
- Hartman M., Svoboda K., Trnka O.: Collect. Czech. Chem. Commun. 64, 157 (1999).
- Hartman M., Svoboda M., Trnka O., Veselý V.: Chem. Listy 96, 777 (2002).
- Hartman M., Svoboda K., Trnka O., Čermák Ji.: Ind. Eng. Chem. Res. 41, 2392 (2002).
- Skoblia S., Tenkrát D., Vosecký M., Pohořelý M., Lisý M., Baláš M., Prokeš O.: Chem. Listy 100, 34 (2006).
- Pohořelý M., Jeremiáš M., Skoblia S., Vosecký M., Kameníková P., Šyc M., Tošnarová M., Punčochář M., Svoboda K.: Paliva 1, 23 (2009).

11. Pohořelý M.: *Vliv reakčních podmínek na fluidní zplyňování uhlí, dřeva a plastů*. Disertační práce, Vysoká škola chemicko-technologická v Praze, Praha 2010.
12. Hartman M., Coughlin R. W.: *Collect. Czech. Chem. Commun.* 58, 1213 (1993).
13. Hartman M., Yates J. G.: *Collect. Czech. Chem. Commun.* 58, 961 (1993).
14. Yates J. G.: *Fundamentals of Fluidized-Bed Chemical Processes*. Butterworths, London 1983.
15. Kunii D., Levenspiel O.: *Fluidization Engineering*, 2. vyd. Butterworth-Heinemann, Boston 1991.
16. Gupta C. K., Sathiyamoorthy D.: *Fluid Bed Technology in Materials Processing*, CRC Press, Boca Raton 1999.
17. Khan A. R., Richardson J. F.: *Chem. Eng. Commun.* 62, 135 (1987).
18. Hartman M., Trnka O., Svoboda K.: *Ind. Eng. Chem. Res.* 33, 1979 (1994).
19. Hartman M., Trnka O., Svoboda K.: *Chem. Eng. Sci.* 55, 6269 (2000).
20. Hartman M., Trnka O., Pohořelý M.: *Chem. Listy* 103, 1037 (2009).
21. Pata J., Hartman M.: *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* 19, 98 (1980).
22. Abraham F. F.: *Phys. Fluids* 13, 2194 (1970).
23. Martin H.: *Chem. Ing. Tech.* 52, 199 (1980).

**M. Hartman, O. Trnka, K. Svoboda, and M. Pohořelý** (*Institute of Chemical Process Fundamentals, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague*): **Entrainment Velocities of Calcined Limestone Particles from Fluidized Bed**

Measurements of the entrainment (terminal) velocities of particles in calcination of high-grade limestone were performed using dry air under ambient conditions. Experimental runs were conducted with particles of mean sieve size 110–450  $\mu\text{m}$  in a glass fluidization column (ID 85 mm). Thus the long-neglected Abraham approach was modified and employed to regress the obtained experimental results. A set of predictive, well-founded correlations have been developed that makes it possible to easily estimate the effective drag coefficient, entrainment velocity and/or diameter (sieve size) of rounded particles being just entrained from the fluidized bed. The proposed formulae are explicit in their form that entirely eliminates the necessity of any trial-and-error computations.