

Wojciech KOWALIŃSKI, Jerzy BAŁDYGA

e-mail: w.kowalinski@ichip.pw.edu.pl

Zakład Inżynierii i Dynamiki Reaktorów Chemicznych, Wydział Inżynierii Chemicznej i Procesowej, Politechnika Warszawska, Warszawa

Przepływy i wymiana masy w układach dwufazowych ciecz – ciecz i ciecz – ciało stałe

Wstęp

W pracy poruszono zagadnienia przepływu i wymiany masy w układach dwufazowych ciecz – ciecz i ciecz – ciało stałe. W przypadku układów ciecz – ciało stałe badano proces segregacji przestrzennej cząstek ciała stałego, zaś w przypadku układów ciecz – ciecz skupiono się na problemie stabilności przepływu. Transport masy interpretowano stosując modele Lewicza [1] i Batchelora [2].

Generowana przepływem segregacja przestrzenna cząstek fazy rozproszonej stanowi ważny aspekt przepływów zawieszin, wpływa bowiem na strukturę zawiesziny i modyfikuje przepływ, a w konsekwencji wpływa na procesy agregacji i filtracji. Segregacja następuje na skutek oddziaływań cząstka ciała stałego – płyn oraz cząstka – cząstka. Model przepływu zawiesziny Phillipsa [3] zmodyfikowano w niniejszej pracy przez wprowadzenie odpowiednich modeli reologicznych. W przypadku przepływu mieszanin dwufazowych ciecz – ciecz, na przykład przez mikroreaktory, badano, czy pojawiają się niestabilności przepływu prowadzące do formowania kropeł, co wpływa na rozwinięcie powierzchni międzyfazowej. W pracy zbadano wpływ parametrów procesowych na destabilizację przepływu.

Przepływy dwufazowe ciecz – ciało stałe

Segregacja cząstek w stacjonarnym przepływie Couette'a

Phillips i współpracownicy [3] rozważali zawieszinę utworzoną ze sztywnych cząstek kulistych rozproszonych w płynie zachowującym się jak ciecz newtonowska. Tensor naprężeń wyrażono przez

$$\tau = -\mu\dot{\gamma} \quad (1)$$

z lepkością zależną od ułamka objętościowego fazy stałej, a bilans cząstek fazy rozproszonej przybrał podaną niżej postać

$$\frac{D\varphi}{Dt} = a^2 K_c \nabla \cdot (\varphi^2 \nabla \dot{\gamma} + \varphi \dot{\gamma} \nabla \varphi) + a^2 K_\mu \nabla \cdot \left(\dot{\gamma} \varphi^2 \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \varphi} \nabla \varphi \right) \quad (2)$$

Porównanie wyników doświadczalnych [3] z wynikami zastosowania modelu Phillipsa [3] dla średnich stężeń $\bar{\varphi} = 0,45$ i $0,55$ pokazano na rys. 1. W obliczeniach posłużono się modelem lepkości Kriegera [4], tak jak w oryginalnej pracy Phillipsa [3], zaproponowano też wykorzystanie innych modeli reologicznych [5, 6]. Rys. 1. przedstawia wpływ średniej wartości ułamka objętościowego $\bar{\varphi}$ na rozkład przestrzenny ułamka objętościowego $\varphi(\hat{r})$ i rozkład prędkości $u_\theta/u_{\max}(\hat{r})$. Uzyskano bardzo dobrą zgodność dla modeli reologicznych Marona-Pierce'a [6] i Beanea 'i-Mizrahi'ego [5].

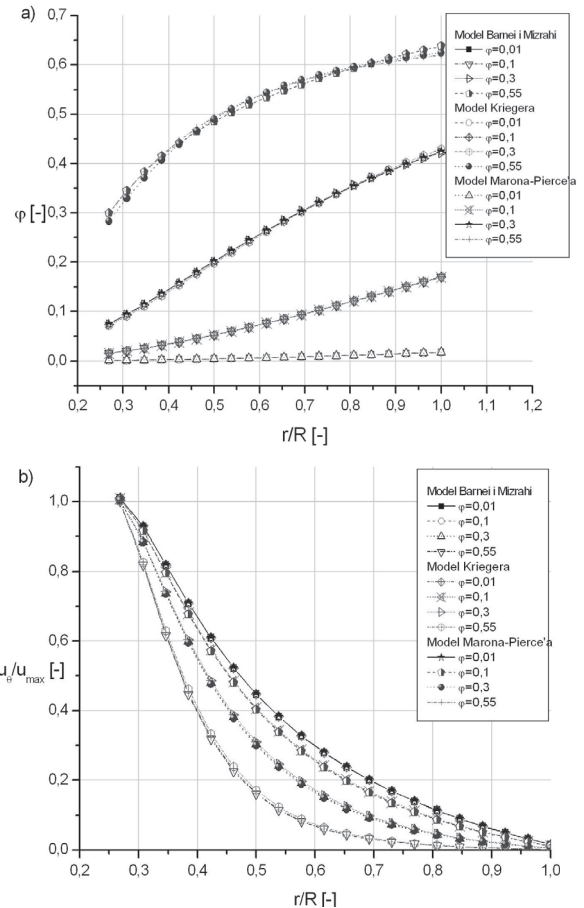
Transport masy w układzie ciecz – ciało stałe

Metoda opisu transportu masy w układzie ciecz – ciało stałe została zaproponowana przez Lewicza [1]. Pozwala ona wyznaczyć rozkład stężenia wokół swobodnie opadającej cząstki i współczynnik wnikania.

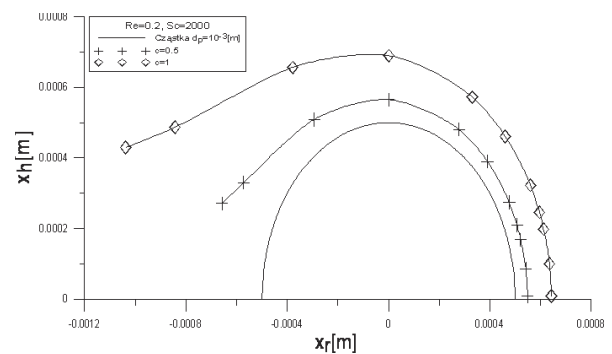
$$c(z) = \frac{c_0}{1,15} \int_0^z \exp\left(-\frac{4}{9}z^3\right) dz \quad (3)$$

$$z = \sqrt[3]{\frac{3u_p}{4Da_p^2} \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right)} \quad (4)$$

$$Sh = \frac{k_c d_p}{D} = 1,08 \left(\frac{D^2 u_p}{d_p^2} \right)^{1/3} \frac{d_p}{D} = 1,08 \left(\frac{u_p d_p}{D} \right)^{1/3} = 1,08 Pe^{1/3} \quad (5)$$



Rys. 1. Wyniki modelu dla cząstek kulistych (przepływ Couette'a): a) rozkład ułamka objętościowego fazy stałej b) bezwymiarowy profil prędkości



Rys. 2. Rozkład stężenia wokół swobodnie opadającej cząstki ($c = 0,5$ i $c = 1,0$), $a_p = 10^{-3}$ m, $Re = 0,2$, $Sc = 2000$

Przepływy dwufazowe ciecz – ciecz

Liniowa teoria stabilności

Liniowa teoria stabilności zakłada, że przepływ zaburzony składa się z przepływu niezaburzonego \bar{u}_i i zaburzenia u_i'

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (6)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (7)$$

Podstawiając powyższe równanie do równania *Naviera-Stokesa* otrzymuje się równania umożliwiające śledzenie, czy zaburzenie jest wzmacniane, czy zanika.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i u'_j + u'_i \bar{u}_j) - \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} \quad (8)$$

Powyższe równanie wyraża się poprzez funkcję prądu i sprowadza do równania *Orr-Sommerfelda*.

Przepływ cylindryczny z cieczą bardziej lepką w rdzeniu przepływu

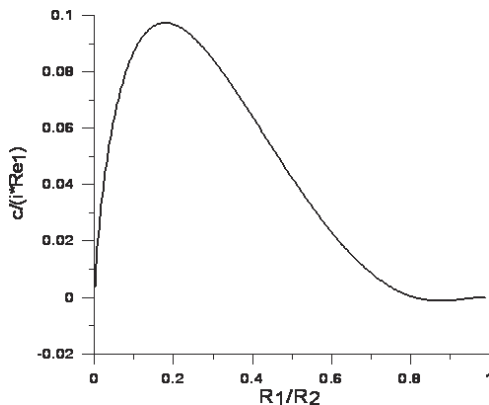
Do rozwiązania równania *Orra-Sommerfelda* dla tego przypadku wykorzystano metodę *Hickoxa* [7], gdzie składowe zaburzenia wyrażone są zgodnie z propozycją *Batchelora* i *Gilla* [8]

$$\{u'_r, u'_\theta, u'_z\} = u_z^1 \{iG(\hat{r}), H(\hat{r}), F(\hat{r})\} \exp[in\theta + i\alpha(\hat{z} - c\tau)] \quad (9)$$

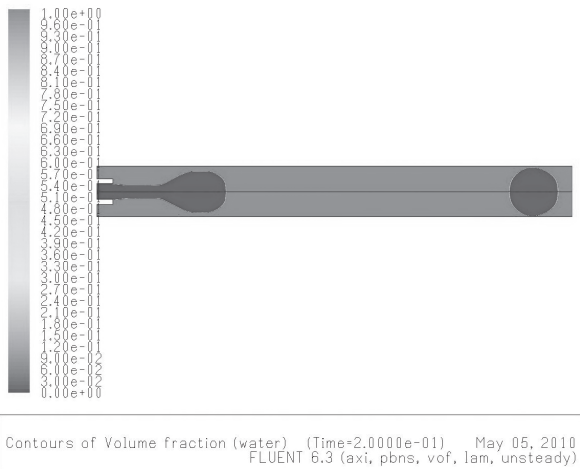
Rozwiązanie bazuje na rozwinięciu *F, G, H, P* i *c* w szereg

$$[G, H, P] = \sum_{i=1}^N \alpha^i [G_i, H_i, P_i], \quad [F, c] = \sum_{i=0}^N \alpha^i [F_i, c_i] \quad (10)$$

dla dwóch przypadków: a) $n = 1$, kiedy zaburzenie przepływu głównego ma postać asymetryczną sinusoidalną, b) $n = 0$, kiedy zaburzenie przepływu głównego ma postać symetryczną sinusoidalną. Znak części urojonej *c* określa czy przepływ jest stabilny czy też nie. Na rys. 3 przedstawione zostały przewidywania modelu *Hickoxa* sugerujące wystąpienie niestabilności przepływu mieszaniny woda – toluen w rurce o średnicy wewnętrznej $D = 0,016$ [m]. Obliczenia CFD, wykonane metodą *VOF* i przedstawione na rys. 4 potwierdzają ten wynik.



Rys. 3. Wpływ liczby *Reynoldsa* na stabilność przepływu układu woda(rdzeń) – toluen, zaburzenie symetryczne ($n = 0$), $Re_1 = 450$



Rys. 4. Tworzenie się kropli w mikroreaktorze dla układu woda(rdzeń) – toluen dla $Re_1 = 450$. Wyniki CFD

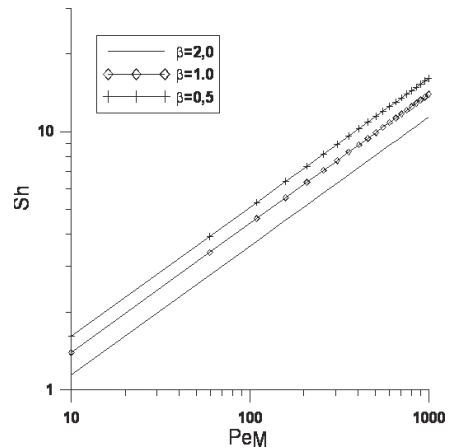
Wymiana masy w układach dwufazowych

W przypadku układu dwufazowego ciecz – ciecz pole przepływu wpływa na tworzenie się kropli i ich deformację a w konsekwencji na rozwinięcie powierzchni kontaktu. Wpływ przepływu na współczynniki wnikania masy w takim układzie można wyrazić korzystając z uogólnienia modelu *Lewicha-Batchelora* przedstawionego przez *Polyanina* [9], wykorzystującego drugi inwariant tensora deformacji J_2 i uwzględniającego cyrkulację wewnątrz kropli.

$$Sh = \frac{k_c d_p}{D} = 0,624(\beta + 1)^{-1/2} Pe_M^{1/2} \quad (11)$$

$$Pe_M = \frac{d_p^2 J_2}{D}, \quad \beta = \frac{\mu'}{\mu} \quad (12)$$

Przykład wpływu stosunku lepkości cieczy na wymianę masy dla osiowo-symetrycznej deformacji płynu podano na rys. 5.



Rys. 5. Wpływ liczby *Pecleta* i stosunku lepkości cieczy na wielkość liczby *Sherwooda* w przypadku kropli poddanej osiowosymetrycznej deformacji

Wnioski

Przedstawiona metodologia analizy przepływów ma charakter ogólny i może zostać wykorzystana do opisu przepływu i wymiany masy w układach ciecz – ciecz i ciecz – ciało stałe. Przedstawione modele wnikania uwzględniają deformację płynu wokół cząstek lub kropli fazy rozproszonej i w wersji wykorzystującej drugi inwariant tensora deformacji płynu mogą być wykorzystywane do opisu wnikania w dowolnym przepływie. Modele takie, jako lepiej uwzględniające efekty zjawisk towarzyszących wymianie masy, winny zastąpić w zastosowaniach modele warstewki dyfuzyjnej i penetracyjne

LITERATURA

[1] *V. G. Levich*: Physicochemical hydrodynamics, Prentice Hall Inc., New Jersey, 1962.
 [2] *G. K. Batchelor*: Journal of Fluid Mechanics, **95**, 369 (1979).
 [3] *R. J. Phillips, R. C. Armstrong, R. A. Brown, A. L. Graham, J. R. Abbot*: Phys. Fluids A., nr 4, 30 (1992).
 [4] *I. M. Krieger*: Rheology of monodisperse lattices. nr 3, 111 (1972).
 [5] *E. Barnea, J. Mizrahi*: Trans. Instn Chem. Engrs., 53, 83 (1975).
 [6] *S. H. Maron, P. E. Pierce*: J. Coll. Sci., 11, 80 (1956).
 [7] *C.E. Hickox*: The Phys. Of Fluids, 14, 2, 251 (1971).
 [8] *G. K. Batchelor, A. E. Gill*: Journal of Fluid Mechanics, 14, 529 (1962).
 [9] *A. D. Polyinin*: Журнал Прикладной Механики и Технической Физики, 4, 71 (1984).