

ZDZISŁAW JAWORSKI, HALINA MURASIEWICZ*

MODELOWANIE NUMERYCZNE RANS I URANS
PRZEPIYU BURZLIWEGO TYPU CIECZ–CIECZ
W MIESZALNIKU KENICS

NUMERICAL MODELLING
OF TURBULENT LIQUID–LIQUID FLOW
IN STATIC KENICS MIXER
USING RANS AND URANS APPROACH

Streszczenie

Przedstawiono wyniki modelowania przepływu burzliwego dwufazowego typu ciecz–ciecz w mieszalniku statycznym z dziesięcioma wkładkami Kenics. W badaniach numerycznych wykorzystano technikę RANS i URANS dla liczby Reynoldsa, Re równej 10 000. W modelowaniu CFD przepływu dwóch płynów newtonowskich zastosowano podejście pseudohomogeniczne. Porównano wyniki symulacji uzyskanych dla metody RANS i URANS i sformułowano wnioski.

Słowa kluczowe: URANS, RANS, przepływ burzliwy, ciecz–ciecz, CFD

Abstract

Results of turbulent, two-phase flow simulations in a static Kenics mixer formed by ten inserts are presented. The computational fluid dynamics study was carried out using both the RANS and URANS approaches. Reynolds number was 10 000. The simulation results obtained for the RANS and URANS methods were compared and conclusions drawn.

Keywords: URANS, RANS, turbulent flow, liquid–liquid, CFD

* Prof. dr hab. inż. Zdzisław Jaworski, mgr inż. Halina Murasiewicz,
Instytut Inżynierii Chemicznej i Procesów Ochrony Środowiska, Politechnika Szczecińska.

1. Wstęp

Duże zainteresowanie mieszalnikami statycznymi typu Kenics wynika z ich zalet, do których można zaliczyć znacznie skuteczniejszy proces mieszania oraz mniejsze koszty budowy i eksploatacji niż w innych typach. Wszystkie zalety tego typu urządzeń sprawiają, że są one wykorzystywane w specyficznych i trudnych przypadkach mieszania, takich jak mieszanie dwóch lub więcej faz o dość wysokich wartościach lepkości lub też do tworzenia układów dyspersyjnych. Dlatego też mieszalniki te obecnie są szeroko wykorzystywane w różnych gałęziach przemysłu spożywczego, jak i chemicznego [1], i stanowią alternatywę dla mieszalników mechanicznych, które są mniej wydajne w niektórych procesach. Przedstawiona praca zawiera wyniki modelowania numerycznego przepływu burzliwego ciecż–ciecż w mieszalniku statycznym typu Kenics, wykorzystując uśrednianie Reynoldsa dla stanu pseudoustalonego (RANS) oraz stanu nieustalonego (URANS).

Dostępne do dzisiaj w literaturze badania eksperymentalne lub numeryczne mieszalnika Kenics [2–8] zawierają głównie informacje dotyczące spadków ciśnienia i czasu przebywania [3, 8, 9] lub efektywności procesu mieszania [3, 10–12] oraz inne parametry, które wpływają na polepszenie efektywności pracy tych urządzeń. Badania te pozwalają na dobór odpowiednich warunków procesu i pracy mieszalników, ale brakuje w nich odpowiedzi m.in. na temat struktury przepływu płynu. Zastosowanie numerycznej mechaniki płynów (CFD) pozwala na przewidywanie i otrzymanie informacji o strukturze przepływu oraz prostą kontrolę procesów.

W literaturze tematu do opisu struktury fluktuacji przepływu wykorzystywano głównie symulacje wielkowirowe LES, (*Large Eddy Simulation*) lub symulacje bezpośrednie DNS (*Direct Numerical Simulation*). Modelowanie DNS umożliwia teoretycznie bezpośrednie rozwiązanie przepływu wirowego w całym zakresie skali burzliwości. Jednak przy zastosowaniu metody DNS napotkać można kilka barier. Po pierwsze podejście to wymaga zaangażowania bardzo dużych mocy obliczeniowych, ale również niedostateczna jest jeszcze wiedza z zakresu rozwoju najmniejszych skal burzliwości oraz brak ogólnie akceptowanego sposobu formułowania warunków brzegowych i początkowych [13].

Przykładem zastosowania symulacji LES i DNS są prace [12, 14–17]. Hartmann i wsp. [18] zastosowali symulacje wielkowirowe do przedstawienia makroniestabilności jakie zachodzą w przepływie jednofazowym w mieszalniku dynamicznym. Podobne podejście wykorzystali w mieszalniku mechanicznym autorzy w publikacji [19]. Zaobserwowali oni doskonałą zgodność pomiędzy danymi eksperymentalnymi i symulacjami LES przy wyznaczaniu wartości prędkości stycznej. Potwierdza to fakt, że symulacje wielkowirowe są silnym narzędziem do modelowania struktur pola przepływu. Przykładem uzyskania wysokiej homogenizacji cieczy z użyciem techniki LES i RANS w dwóch rodzajach mieszalnika jest praca [20]. Przeprowadzone badania dowiodły, że podejście LES opisuje lepiej rzeczywisty przepływ w mieszalniku niż RANS oraz oddaje bardziej realistyczny obraz homogenizacji cieczy oraz lepszą zgodność obliczeniowego i eksperymentalnego czasu mieszania. Można stąd wyciągnąć wniosek, że standardowe symulacje wielkowirowe są z powodzeniem wykorzystywane do określania struktury przepływu turbulentnego, pomimo ich wysokich wymagań sprzętowych.

Z jednej strony do opisu struktury turbulentnej pola przepływu wykorzystuje się bardzo czasochłonne symulacje wielko wirowe, z drugiej zaś proponuje się bezpośrednie symulacje DNS, które dają znakomite rozwiązania, ale wymagają zaprzężenia ogromnej

ilości mocy obliczeniowej i stanowi to istotny problem ograniczający. Dlatego też na przełomie ostatniej dekady podjęto intensywne badania nad nową techniką opisu turbulencji przepływu, czyli symulacji niestacjonarnych RANS, które mają stanowić alternatywę dla symulacji LES [21]. Modelowanie URANS (*unsteady* RANS), lub też spotyka się nazwę T-RANS (*transient* RANS), ma znacznie zmniejszyć czas symulacji i wymagania obliczeniowe przez zastosowanie prostszego równania domykającego układ równań Naviera–Stokesa. W dostępnych pracach dotyczących tematyki modelowania URANS spotkano publikacje poświęcone wykorzystaniu tego podejścia do przewidywania poziomu niestabilności przepływu burzliwego [22], procesu przenoszenia ciepła przy wysokich wartościach liczby Rayleigha (Ra) [23] czy symulacji przepływów dla dużych wartości liczby Reynoldsa [24], wykorzystując hybrydowe podejście URANS-LES.

Prezentowane prace zawierające modelowanie RANS/URANS odnosiły się głównie do mieszalników mechanicznych lub innych obiektów. Dotychczas nie spotkano publikacji odnoszącej się do modelowania struktury przepływu turbulentnego w mieszalniku statycznym, wykorzystując symulacje URANS. Dodatkowo, prac poświęconych modelowaniu dwufazowemu w mieszalniku statycznym, które przedstawiają opis struktur pola przepływu jest bardzo niewiele. Do nielicznych zaliczyć można m.in. publikację autorów Derksen i van den Akker [25], którzy zaprezentowali początkowe rezultaty bezpośrednich symulacji numerycznych opartych na modelu sieciowym Boltzmanna (*lattice-Boltzmann*) dla dyspersji ciecz–ciecz w mieszalnikach.

Podsumowując przegląd literaturowy, można stwierdzić, że większość prac dotyczących mieszalników typu Kenics skupia się na modelowaniu procesu przenoszenia ciepła i masy dla przepływu jednofazowego, wykorzystując typowe modele burzliwości. Natomiast rzadko można spotkać prace poświęcone modelowaniu niestabilności przepływu wykorzystując podejście URANS, tym bardziej w odniesieniu do przepływu dwufazowego ciecz–ciecz. Autorzy przedstawionej pracy podjęli próbę zastosowania nowej techniki URANS do opisu struktury pola przepływu burzliwego. Przegląd literatury tematu dowodzi, że obszar ten nie jest wystarczająco zbadany.

2. Model matematyczny

2.1. Model mieszaniny wielofazowej

Literatura podaje kilka sposobów modelowania przepływów wielofazowych. W przepływach zdyspergowanych jedna faza jest fazą ciągłą, natomiast pozostałe stanowią fazę rozproszoną, w różnych rozdrobnionych formach [26]. W przypadku modelowania przepływów rozproszonych stosuje się głównie dwa modele: Euler–Euler (eulerowski) i Lagrange–Euler (lagrange’owski). Autorzy w swoich badaniach modelowania przepływu dwufazowego wykorzystali podejście pseudohomogeniczne określone w kodzie Fluent jako *Mixture Multiphase Model* (MMM lub inaczej *Mixture*), czyli *model mieszaniny wielofazowej*. Zaproponowany model otwiera możliwość definiowania nie tylko różnych wartości własności fizycznych dla faz, ale również prędkości lub innych wielkości. Fazy traktowane są jako przenikające się kontinua, co umożliwia przekazanie między sobą pędu, energii i masy składnika [26]. Model MMS pozwala na obliczenie wartości lokalnego udziału objętościowego fazy rozproszonej. Założeniem tego podejścia jest stała wartość

średnicy kropeł niezależnie od zmian warunków przepływu. Poszczególne równania różniczkowe transportu (pięć) definiowane są dla mieszaniny pseudohomogenicznej. Równania ciągłości dla mieszaniny (1) i fazy rozproszonej (4) przedstawiają się następująco

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m) = 0 \quad (1)$$

Wielkość \vec{v}_m oznacza prędkość mieszaniny i wyrażona jest zależnością

$$\vec{v}_m = \frac{\sum_{k=1}^n \alpha_k \cdot \rho_k \cdot \vec{v}_k}{\rho_m} \quad (2)$$

Poniższe wyrażenie definiuje gęstość mieszaniny

$$\rho_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \cdot \rho_k \quad (3)$$

Równanie ciągłości dla fazy rozproszonej, dla przypadku braku wymiany masy między fazami, ma postać następującą

$$\frac{\partial}{\partial t}(X_d \cdot \rho_d) + \nabla \cdot (X_d \cdot \rho_d \cdot \vec{v}_m) = -\nabla \cdot (X_d \cdot \rho_d \cdot \vec{v}_{dr,p}) \quad (4)$$

Wielkość $\vec{v}_{dr,p}$ w równaniu (4) oznacza prędkość unoszenia dla fazy rozproszonej, która jest opisana przez jedno z dostępnych wyrażen algebraicznych

$$\vec{v}_{dr,p} = \vec{v}_k - \vec{v}_m \quad (5)$$

Wielkość \vec{v}_k definiowana jest jako prędkość względna i wyrażona jest jako iloczyn przyspieszenia fazy rozproszonej i czasu relaksacji cząstki. Równanie przenoszenia pędu dla mieszaniny zapisane jest w następującej postaci

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \cdot \vec{v}_m) + \nabla \cdot (\rho_m \cdot \vec{v}_m \cdot \vec{v}_m) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu_m (\nabla \vec{v}_m + \nabla \vec{v}_m^T)] + \vec{F}_{tot} \quad (6)$$

Całkowita dodatkowa siła F_{tot} wynika z przyspieszenia ziemskiego, siły odśrodkowej i prędkości unoszenia dla fazy rozproszonej.

2.2. Modele burzliwości

Do opisu procesów transportu w przepływie burzliwym wykorzystuje się przeważnie metodę Reynoldsa uśredniania równań Naviera–Stokesa (RANS) [27, 28]. W metodzie RANS chwilowe wartości prędkości i udziału objętościowego fazy rozproszonej w równaniach (1), (4), (6) są zastąpione przez ich wartości uśrednione, natomiast lepkość molekularną zastępuje lepkość efektywna opisana następującą zależnością

$$\mu_{ef} = \mu + \mu_t \quad (7)$$

Do oszacowania wielkości μ_t , czyli lepkości turbulენტnej, Launder i Spalding [29] zastosowali poniższą zależność opisaną równaniem (8), która wymaga znajomości lokalnych wartości energii kinetycznej, k , oraz szybkości dyssypacji tej energii, ε . W przypadku użycia oszacowań tych wielkości wynikających z metody RANS mamy

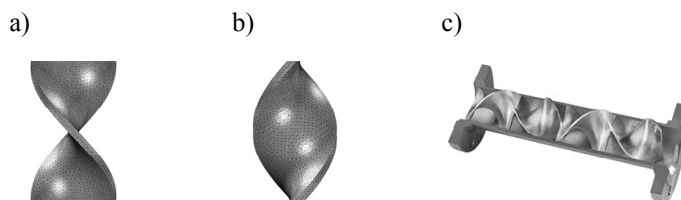
$$\mu_{r,RANS} = C_{\mu} \cdot \rho_m \cdot \frac{k_{RANS}^2}{\varepsilon_{RANS}} \quad (8)$$

Koncepcja lepkości turbulentnej, wprowadzona przez Boussinesqa [30], jest jednym z najprostszych sposobów domknięcia równań przenoszenia uśrednionych metodą Reynolds-sa. Ta hipoteza o skalarności lepkości turbulentnej posiada wady formalne, jednak wykorzystywana jest w obliczeniach ze względu na swoją prostotę. W rezultacie lokalne wartości lepkości efektywnej, które zależą od rozmiaru fluktuacji przepływu, mogą być bardzo niejednorodne i często o ponad 2 rzędy wielkości większe niż wartości lepkości molekularnej. Stwierdzenie to jest również słuszne dla metody URANS, gdzie stosuje się podobne dwa równania dla modelu burzliwości. Różnica polega na wprowadzeniu w metodzie URANS członu czasowego, czyli zmienne zależne nie są tylko funkcjami położenia, ale i również czasu. Długość kroku czasowego zdefiniowano, wykorzystując zależność prezentowaną w pracy [17], gdzie przedstawiono początkowe wyniki symulacji wielkowirowych. Ze względu na brak bezpośrednich zaleceń co do wyboru kroku czasowego, można przyjąć wytyczne według Pope [31] dotyczące symulacji bezpośrednich DNS. W tego rodzaju symulacjach przyjmuje się, że wielkość kroku czasowego definiuje się tak, aby uzyskać w komórce obliczeniowej zmodyfikowaną konwekcyjną liczbę Couranta na poziomie opisanym zależnością

$$C_k = \frac{\sqrt{k} \cdot \Delta t}{h} = \frac{1}{20} \quad (9)$$

3. Modelowany obiekt, siatki numeryczne i warunki modelowania

Badania numeryczne CFD przeprowadzono dla mieszalnika stycznego Kenics, rys 1.



Rys. 1. Wkładka Kenics – rzuty a), b);
mieszalnik statyczny Kenics KM c) – obraz rzeczywisty [32]

Fig. 1. Geometry of Kenics insert a), b); real view of Kenics static mixer c)

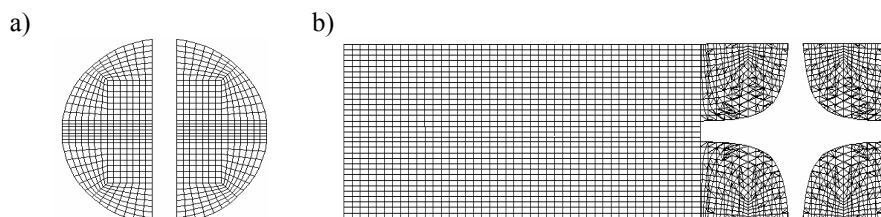
Mieszalnik ten zbudowany był z 10 naprzemiennie ułożonych prawo- i lewoskrętnie wkładek typu Kenics umieszczonych w rurze z wyodrębnieniem odcinka wlotowego i wylotowego. Byrde i Sawley [3] udowodnili, że najefektywniejszym kątem skręcenia wkładki jest kąt 180° i taki kąt zastosowano przy tworzeniu obiektu. Krawędzie elementów obrócono względem siebie tak, aby po połączeniu utworzyły kąt 90° . Wymiary mieszalnika i pojedynczej wkładki typu Kenics zestawiono w tabeli 1.

Tabela 1

Wymiary pojedynczej wkładki Kenics i rury mieszalnika

Wielkość	Wymiar [mm]
Całkowita długość mieszalnika, L_m	515
Długość odcinka wlotowego/ wylotowego, $Z_{wlot/wydot}$	70
Średnica mieszalnika / wkładki, D	25
Długość wkładki, L	37,5
Grubość wkładki, g_m	3

Etap przygotowania (*preprocessing*) obejmował utworzenie geometrii mieszalnika i wygenerowanie siatki blokowo-strukturalnej z użyciem programu Gambit 2.0. We wcześniejszej pracy spotykano się ze zjawiskiem dyfuzji numerycznej [33], która może wpłynąć na wyniki symulacji procesu mieszania oraz sztucznie wygładzić rozkłady pól prędkości. Dlatego też zastosowano taki typ siatki numerycznej, gdyż charakteryzuje się ona możliwie równomiernym rozłożeniem sześciokątnych komórek obliczeniowych w kierunku przepływu płynu i pozwala wyeliminować niepożądane zjawisko dyfuzji numerycznej (fałszywej). Liczebność komórek siatki wynosiła około 900 tysięcy (900 k). Obliczenia numeryczne CFD przeprowadzono w programie komercyjnym Fluent 6.0, który bazuje na metodzie objętości skończonych przy rozwiązywaniu równań różniczkowych transportu pędu i masy [26].



Rys. 2. Przykład siatki blokowo-strukturalnej w mieszalniku Kenics;
a) wkładka, b) odcinek wlotowy mieszalnika

Fig. 2. Examples of block-structured grid in the Kenics static mixer;
a) insert, b) entrance region

Modelowanie numeryczne wykonano dla trzech różnych przypadków. Strumienie stanowiły dwie wzajemnie nierozpuszczalne cieczce, gdzie fazą ciągłą była woda, a fazą dyspersyjną krople oleju silikonowego. Parametry fizyczne zestawiono w tabeli 2.

Przyjęto, że wartość napięcia międzyfazowego na granicy zetknięcia się dwóch faz wynosi 0,0374 N/m, co zgodne jest z eksperymentem opisanym w pracach [34, 35].

Faza rozproszona stanowiła 1% objętościowy mieszaniny. Krople oleju dozowano za pomocą rurki umieszczonej centralnie na wlocie do mieszalnika, $Z = 0$ mm. Wielkość kropli oleju na wlocie była wartością stałą. Założono, że podczas procesu mieszania nie zachodzi zjawisko rozbijania i grupowania kropli. Średnicę kropli oszacowano dla mieszalnika statycznego Kenics, wykorzystując zależność zaproponowaną przez Chena i Libby'ego [36]

Tabela 2

Własności fizyczne cieczy

Modelowany przypadek		Wielkość fizyczna	Faza ciągła	Faza rozproszona
A	$\rho_c > \rho_d$	gęstość, [kg/m ³]	998,2	900
		lepkość, [Pa s]	$1,003 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$
B	$\rho_c = \rho_d$	gęstość, [kg/m ³]	998,2	998,2
		lepkość, [Pa s]	$1,003 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$
C	$\rho_c < \rho_d$	gęstość, [kg/m ³]	900	998,2
		lepkość, [Pa s]	$1,003 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$

$$d_{32} = 1,14 \cdot \text{We}^{-0,75} \left(\frac{\mu_d}{\mu_c} \right)^{0,18} \cdot D \quad (10)$$

Średnica Sautera wyliczona z równania (10) kropeł oleju na wlocie do mieszalnika wyniosła $d_{32} = 1,56$ mm. Wykorzystywana w zależności (10) liczba Webera zdefiniowana jest za pomocą równania przedstawionego przez Lemenand i współl. [37].

Lokalne wartości prędkości dla wody i oleju zadawano do odpowiednich wlotów fazy ciągłej i rozproszonej. Zostały one obliczone tak, aby uzyskać żadaną wartość liczby Reynoldsa oraz dodatkowo stosunek natężenia przepływu objętościowego wynoszący 99:1. Wartości prędkości początkowej dla wody obliczono dla przekroju pustej rury o średnicy $D = 25$ mm, a dla oleju o średnicy $d = 1$ mm. Zdefiniowano, że na wlocie fazy ciągłej udział objętościowy oleju był równy zero, a w przypadku wlotu fazy rozproszonej wynosił jeden. Wylot z mieszalnika definiowano jako wylot z zadaniem ciśnieniem względnym wynoszącym 0 Pa. Dodatkowo, założono że na granicy kontaktu faz płynu ze ścianą i wkładkami mieszalnika prędkość poślizgu wynosi zero.

Wyniki symulacji numerycznych URANS odczytano w połowie wysokości każdej wkładki Kenics dla punktu umieszczonego w odległości promieniowej od osi rury, $R = 0,00625$ m. Wykorzystano podobne podejście jak w pracy [16], gdzie zaprezentowano wyniki pomiarów LDA w mieszalniku statycznym. W punkcie pomiarowym rejestrowano lokalne wartości prędkości chwilowej składowej osiowej mieszaniny, v_z . Uzyskano w ten sposób dane liczbowe, które pozwoliły w późniejszym etapie na obserwację zmiany wielkości fizycznych w wybranym momencie czasowym.

Jedną z najważniejszych wielkości wpływających na intensywność rozdrabniania kropeł w przepływie burzliwym jest kinetyczna energia fluktuacji prędkości. W celu porównania modelowanego poziomu burzliwości dla zastosowanych dwóch metod obliczeniowych, wyznaczono średnią prędkość składową fluktuacyjną, $(v'^2)_{av}$ przy użyciu sumarycznej energii kinetycznej burzliwości, k_{tot} , wyrażonej równaniem (11). Założono, że wartość całkowitej energii, k_{tot} , jest równa sumie energii kinetycznej burzliwości bezpośrednio symulowanej, k_{res} , i wartości energii uzyskanej z modelu, k_{unr} . Wyrażenie to w przypadku izotropowej burzliwości ma następującą postać

$$k_{tot} = k_{res} + k_{unr} \approx \frac{3}{2} (v_i'^2)_{av} \quad (11)$$

W celu określenia intensywności mieszania obu faz ciekłych, $X_{d,av}$ wyliczono wartości odchylenia standardowego, δ , od średniego stężenia fazy rozproszonej w poszczególnych

przekrojach poprzecznych mieszalnika dla 200 równomiernie rozłożonych punktów w tych przekrojach. Wartość odchylenia standardowego wyliczono zgodnie z poniższą zależnością

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{199} \cdot \sum_{i=1}^{200} (X_{d,i} - X_{d,av})^2} \quad (12)$$

Następnie odchylenie standardowe było normalizowane poprzez podzielenie przez uśrednioną wartość udziału fazy rozproszonej tak, aby uzyskać bezwymiarowy współczynnik zmienności wyrażony równaniem (13)

$$CoV = \frac{\delta}{X_{d,av}} \quad (13)$$

4. Wyniki modelowania

Modelowanie numeryczne CFD przedstawione w tej pracy wykonano dla przepływu dwufazowego burzliwego. Liczba Reynoldsa liczona na pełny przekrój mieszalnika wynosiła 10 000. W przeprowadzonych symulacjach RANS i URANS zastosowano do rozwiązywania równań różniczkowych w kodzie Fluent metodę SIMPLE [38], która polega na obliczaniu iteracyjnym na przemian składowych ciśnienia i prędkości. Dodatkowo, wykorzystano standardowe wartości współczynników podrelaksacji w celu ustabilizowania procesu obliczeniowego oraz schemat różnicowy pierwszego rzędu „pod prąd” (*In order upwind*) dla równań dyfuzyjnych, w którym pochodna aproksymowana jest ilorazem różnicowym wstecz lub w przód w zależności od kierunku przepływu. Takie podejście pozwala zwiększyć stabilność i zbieżność procesu obliczeń [26]. Symulacje numeryczne dla badanych przypadków wykonywano do momentu uzyskania zbieżności wartości znormalizowanych sum reszt numerycznych wynoszących około 10^{-7} .

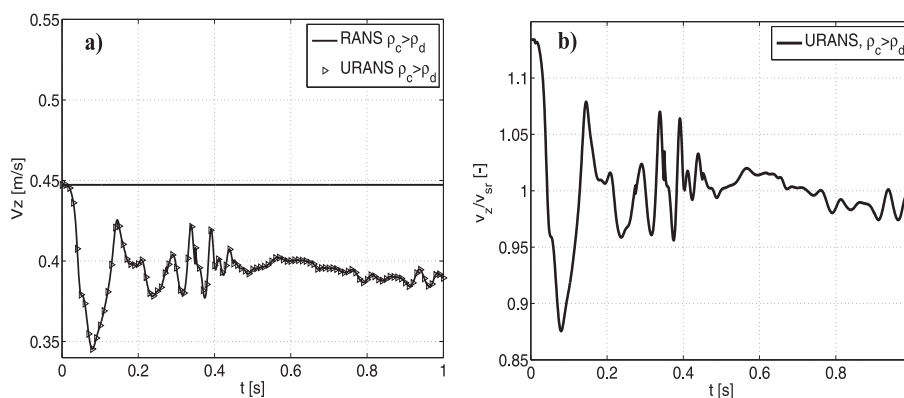
W obu przypadkach symulacji wykorzystano standardowy model burzliwości $k-\varepsilon$ (SKE) wraz ze standardowymi funkcjami przyściennymi. Podejście URANS jest rodzajem symulacji czasowych, czyli wymaga podania wielkości kroku czasowego. Krok czasowy odpowiadający liczbie Couranta 1/20 i obliczony z równania (9) wynosił około 0,0002 s. Zaimplementowano taki sam krok czasowy jak dla symulacji wielkowirowych prezentowanych w pracy [17]. Wielkość kroku czasowego wynosiła $t = 0,001$ s i w ramach tego kroku wykonywano 50 iteracji. W prezentowanej pracy przedstawiono wyniki symulacji dla czasu wynoszącego, $\Delta t = 1$ s, co odpowiada 1000 krokom czasowym.

Modelowanie RANS i URANS

Na podstawie uzyskanych z symulacji wartości prędkości składowej osiowej oraz energii kinetycznej burzliwości można było ocenić poziom fluktuacji prędkości w czasie. Na rysunku 3 przedstawiono zmiany składowej prędkości v_z m/s w czasie wygenerowane podczas symulacji RANS i URANS i odczytane dla punktu położonego w połowie wysokości piątej wkładki. Uznano, że miejsce to wystarczająco dobrze charakteryzuje rozwinięty przepływ burzliwy w mieszalniku statycznym. Dane zebrano dla przedziału czasowego od $t = 0$ do $t = 1$ s. Rysunek 3 przedstawia zmiany prędkości chwilowej

uzyskane jedynie dla przypadku A. Podobne wykresy stworzone zostały także dla pozostałych przypadków B i C (nie pokazane w tej pracy). Jak widać, dla symulacji RANS wartość prędkości osiowej była stała w czasie trwania procesu, natomiast dla modelowania URANS wartość ta oscylowała w przedziale od 0,33 m/s do 0,45 m/s. Podobną sytuację zaobserwowano dla dwóch pozostałych przypadków. Zauważono, że po upływie pierwszego okresu niestabilności fluktuacje prędkości wygasły. Prawdopodobnie, ma to związek z wysoką wartością lepkości efektywnej (rów. 7), która osiąga duże wartości i powoduje tłumienie fluktuacji. Analizując podobne wykresy prędkości lokalnej dla kolejnych wkładek stwierdzono, że od wkładki ósmej fluktuacje prędkości nie zanikają tak znacząco, ale również nie osiągają tak wysokiego poziomu jak w przypadku symulacji LES [17]. W prezentowanym artykule przedstawiono tylko krótki przedział czasowy symulacji, dlatego też nie można jednoznacznie ocenić, czy sytuacja ta będzie się powtarzała.

Parametrami ruchu turbulentnego oprócz składowej chwilowej prędkości są również uśredniona składowa prędkości i składowa prędkości pulsacji [39]. Na rysunku 3 b) przedstawiono zmiany wartości prędkości względnej (czyli wartość prędkości lokalnej podzielona przez wartość uśrednioną według zależności v_z/v_{sr}) w czasie dla wyników otrzymanych na drodze modelowania URANS. Wizualizacja ta mocniej podkreśla nieregularność przepływu burzliwego URANS. Wielkość średnia prędkości pulsacji w czasie nie pozwala na scharakteryzowanie przepływu burzliwego. Dlatego też stosuje się kwadraty tych pulsacji, które bardziej pokazują niejednorodność fluktuacji prędkości w przedziale czasowym (rys. 6 b). W oparciu o przeprowadzoną analizę stwierdzono, że znacznie większe wartości tej prędkości, $(v')_{av}$, uzyskano dla obliczeń RANS niż dla URANS. Prawdopodobnie związane jest to z większą wartością energii kinetycznej burzliwości k w przypadku modelowania RANS.

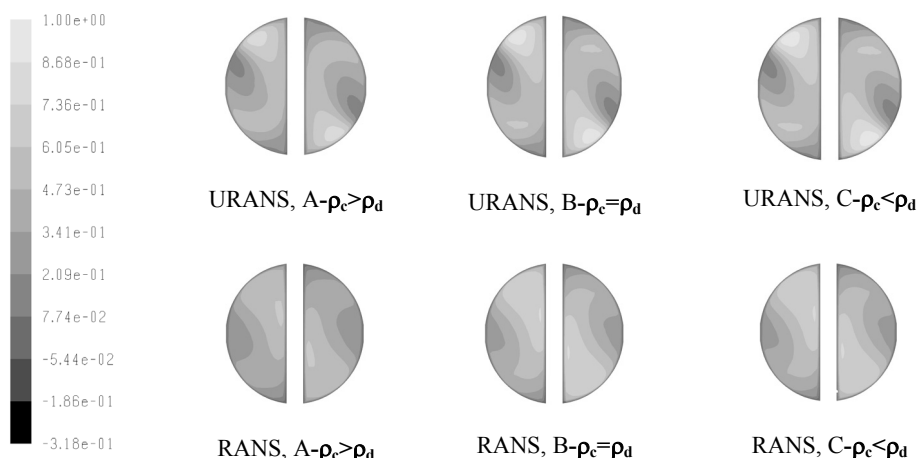


Rys. 3. Zmiany prędkości osiowej a) oraz prędkości względnej b) w czasie otrzymanych na drodze modelowaniu CFD dla metody RANS i URANS dla przypadku A, $Re = 10\ 000$, woda–olej

Fig. 3. Evolution in time of axial velocity and relative velocity obtained from RANS and URANS simulations for case A, $Re = 10\ 000$, water–oil

Porównując otrzymane wyniki symulacji URANS do prezentowanych w pracy [17] symulacji LES dla tych samych parametrów obliczeniowych i obiektu, zauważono znaczącą różnicę w poziomie fluktuacji. Przebieg czasowy prędkości lokalnej v_z w symulacjach LES był znacznie bardziej niejednorodny niż w przypadku modelowania URANS. Podobną sytuację spostrzeżono dla pozostałych składowych ruchu burzliwego. Świadczy to o tym, że podejście URANS jest przypuszczalnie mało efektywne przy próbie opisu natury przepływu burzliwego w mieszalniku statycznym. Modelowanie LES obrazuje bardziej szczegółowo niejednorodność fluktuacji prędkości, gdyż w tej metodzie duże wiry, które tworzą niestabilności przepływu, są rozwiązywane bezpośrednio natomiast tylko wiry małe są modelowane.

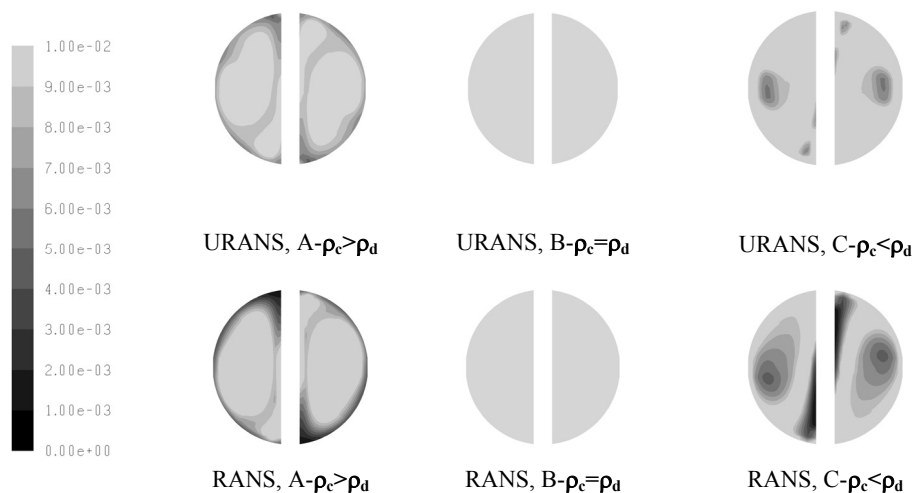
Aby wyraźniej przedstawić wahania przepływu burzliwego w modelowaniu URANS sporządzono mapy rozkładu tej wartości dla płaszczyzn przekroju poprzecznego mieszalnika Kenics. Mapy przygotowano dla przekroju piątej wkładki i trzech przypadków. Skale dobrano tak, aby umożliwić odczytanie najniższej i najwyższej wartości prędkości osiowej (rys. 4). Wizualizacja ta przedstawia chwilowe pola prędkości dla czasu $\Delta t = 1$ s. Zauważono niezbyt wysokie różnice w konturach i wartościach prędkości osiowej pomiędzy poszczególnymi przekrojami.



Rys. 4. Kontury prędkości osiowej w obszarze piątej wkładki, mieszalnik Kenics, $Re = 10\ 000$

Fig. 4. Contours of the axial velocity in the middle of the fifth insert, Kenics static mixer, $Re = 10\ 000$

Efekt wymieszania się dwóch cieczy w mieszalniku statycznym typu Kenics określono na podstawie rozkładu lokalnych wartości udziału objętościowego fazy rozproszonej w fazie ciągłej.



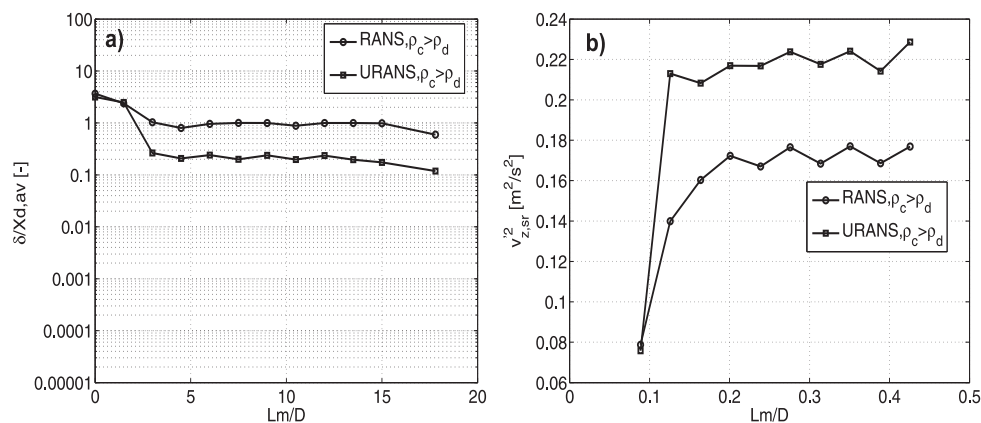
Rys. 5. Rozkład udziału objętościowego oleju w wodzie, mieszalnik Kenics, $Re = 10\ 000$

Fig. 5. Distribution of the volumetric ratio of oil in water, Kenics static mixer, $Re = 10\ 000$

Na rysunku 5 przedstawiono przykładowy rozkład stężeń fazy rozproszonej – oleju w fazie ciągłej (wodzie) dla obszaru piątej wkładki mieszającej dla trzech rozpatrywanych przypadków o różnej relacji gęstości mieszanych cieczy. Na podstawie map rozkładu objętościowego oleju stwierdzono, że niska wartość $\delta/X_{d,av}$ wystąpiła dla obu cieczy w przypadku B ($\rho_c = \rho_d$) dla obu podejść RANS i URANS. Analogicznie porównano obrazy przekroju poprzecznego dla przypadków A i C. Stwierdzono, że duży wpływ na efektywność mieszania ma różnica gęstości cieczy. W celu dokładniejszej analizy przygotowano mapy lokalnych rozkładów wartości udziału objętościowego fazy rozproszonej w fazie ciągłej dla różnych odległości od wlotu mieszalnika (nie przedstawione w tym artykule). Analizując rozkłady po kolejnych wkładkach zauważono silne działanie siły odśrodkowej, co prowadzi bardziej do segregacji obu faz niż równomiernego wymieszania obu cieczy. Rozpatrując przypadek A, stwierdzono, że woda, która ma większą wartość gęstości niż olej gromadziła się wokół ściany mieszalnika, a olej spychany był do środka osi mieszalnika (rys. 5). Analogiczne zachowanie obu faz zaobserwowano dla przypadku C, gdzie faza rozproszona miała większą wartość gęstości niż faza ciągła. W przypadku B, gdzie zastosowano takie same wartości gęstości dla obu faz nie zauważono znaczących efektów segregacji (brak oddziaływań siły odśrodkowej). Jak widać na rys. 5 dla prezentowanej mapy rozkładu objętościowego przypadku B olej po opuszczeniu obszaru piątej wkładki zajmuje cały przekrój poprzeczny, co świadczy o dobrym stopniu zmieszania. Opisane zjawisko można zauważyć zarówno dla modelowania RANS i URANS z zaznaczeniem, że w podejściu RANS dla przypadku A i C ciecz o mniejszej gęstości zajmuje znacznie większy obszar niż w URANS.

Ilościowym potwierdzeniem stopnia niejednorodności jest rysunek 6a), gdzie przedstawiono przykładową zależność znormalizowanego odchylenia udziału objętościowego w funkcji odległości od wlotu do mieszalnika, $\delta/X_{d,av} = f(L_m/D)$. Wykres ten

ilustruje przypadek A, w którym gęstość fazy ciągłej przewyższała gęstość fazy rozproszonej. Podobne krzywe utworzono dla pozostałych modelowanych przypadków.



Rys. 6a) Znormalizowane odchylenie udziału objętościowego fazy rozproszonej w funkcji odległości od wlotu do mieszalnika Kenics, $Re = 10\ 000$, przypadek A; b) szacunkowe wartości kwadratu prędkości średniej fluktuacyjnej, $Re = 10\ 000$, przypadek A

Fig. 6a) Coefficient of variation of the dispersed phase concentration along the mixer length, $Re = 10\ 000$, case A; b) averaged velocity of fluctuations, $Re = 10\ 000$, case A

Zauważono, na podstawie przebiegu krzywych, że wyższy stopień segregacji uzyskano dla podejścia RANS niż dla podejścia URANS. Wy tłumaczeniem tego zjawiska jest występowanie w RANS wyższego poziomu konwekcji wirowej. W początkowym etapie przebieg krzywych jest zbliżony, ale po przejściu drugiej wkładki krzywa dla podejścia URANS wykazuje w niewielkim stopniu tendencję malejącą. Obie krzywe charakteryzują się przebiegiem prawie poziomym z bardzo niewielkim odchyleniami.

5. Podsumowanie

Zaprezentowane wyniki symulacji stanowią podstawę porównania modelowania przepływu burzliwego dwufazowego ciecz–ciecz, wykorzystując podejście RANS i URANS. Po raz pierwszy przedstawiono wyniki symulacji numerycznych URANS w mieszalniku statycznym. Wyniki przeprowadzonych symulacji pozwoliły na stwierdzenie, że zarówno model RANS i URANS ze standardowym modelem burzliwości $k-\epsilon$ nie pozwalają na tym poziomie na szczegółową analizę struktury przepływu turbulentnego. Zauważono, że poziom uśrednionych fluktuacji w modelowaniu URANS był znacznie niższy w porównaniu z modelowaniem LES [17]. Choć w literaturze tematu podejście URANS przedstawia się jako wysoce obiecujące, jednak przeprowadzona próba dowiodła, że zastosowanie tego modelu do opisu przepływów turbulentnych nie może być wykorzystywane w zaproponowanej postaci.

Przeprowadzone symulacje numeryczne dla przepływu burzliwego pozwoliły wywnioskować, że:

- Należy przy wykorzystywaniu techniki URANS dobrać przypuszczalnie inny model burzliwości, aby oddać charakter niestabilny przepływu burzliwego.
- Dodatkowo, na przewidywanie lokalnych wartości wyników symulacji duży wpływ ma zastosowana siatka numeryczna.
- Stwierdzono, że siły przyspieszenia ziemskiego nie mają znaczącego wpływu na przebieg procesu mieszania, dlatego też w równaniu ciągłości pominięto tę wielkość.

Podsumowując należy podkreślić, że zastosowana analiza podejścia URANS do modelowania przepływu płynu w mieszalniku styczonym pozwoliła nakreślić dalszy tor badań.

Oznaczenia

C_μ	– stała	
CoV	– współczynnik wariacji	
d_{32}	– średnia średnica Sautera	[m]
D	– średnica mieszalnika	[m]
F_{tot}	– siły masowe	[Pa/m]
k	– kinetyczna energia burzliwości	[m ² /s ²]
Re	– liczba Reynoldsa, $Re = \frac{v_c \cdot D \cdot \rho_c}{\mu_c}$	
v_k, v_m	– prędkość płynu- k , mieszaniny- m	[m/s]
$v_{dr,p}$	– prędkość unoszenia	[m/s]
v'	– prędkość fluktuacyjna	[m/s]
t	– czas	[s]
We	– liczba Webera, $We = \frac{\rho \cdot v \cdot L_m}{\sigma}$	
X_d	– udział objętościowy fazy rozproszonej	
α_k	– udział objętościowy wybranej fazy	
ε	– szybkość dyssypacji energii kinetycznej burzliwości	[m ² /s ³]
μ_d, μ_c, μ_m	– lepkość fazy ciągłej (c), fazy rozproszonej (d), mieszaniny (m)	[Pa s]
μ_t, μ_{ef}, μ	– lepkość turbulentna (t), lepkość efektywna (ef), lepkość	[Pa s]
σ	– napięcie powierzchniowe	[N/m]
ρ_m, ρ_d	– gęstość mieszaniny (m), fazy rozproszonej (d)	[kg/m ³]
c	– faza ciągła	
d	– faza rozproszona	
k	– wybrana faza	
m	– mieszanina	

Literatura

- [1] Godfrey J.: *Static Mixers in the Process Industries*, Butterworth-Heinmann, USA, 1992, 225-249.
- [2] Bakker A., LaRoche R., Marshall, E.: <http://www.bakker.org>.
- [3] Byrde O., Sawley M.: *Chemical Engineering Journal*, **72**, 1999, 163-169.
- [4] Hobbs D.M., Muzzio F.J.: *Chemical Engineering Science*, **53**, 1998, 3199-3213.
- [5] Hobbs D.M., Muzzio F.J.: *Chemical Engineering Journal*, **67**, 1997, 153-166.
- [6] Hobbs D.M., Muzzio F.J.: *Chemical Engineering Journal*, **70**, 1998, 93-104.
- [7] Jaffer S.A., Wood P.E.: *Canadian Journal of Chemical Engineering*, **76**, 1998, 516-521.
- [8] Pahl M.H., Muschelknautz E.: *International Chemical Engineering*, **22**, 1982, 197-205.
- [9] Rauline D., Tanguy P.A., Le Blévec J.-M., Bousquet J.: *Canadian Journal of Chemical Engineering*, **76**, 1998, 527-535.
- [10] Szalai E.S., Muzzio F.J.: *A.I.Ch.E. Journal*, **49**, 2003, 2687-2699.
- [11] van Wageningen W.F.C., Kandhai D., Mudde R.F., van den Akker H.E.A.: *A.I.Ch.E. Journal*, **50**, 2004, 1684-1696.
- [12] Adamiak I., Jaworski Z.: *Inżynieria Chemiczna i Procesowa*, **22**, 2001, 157-180.
- [13] Lesieur H.: *Turbulence in Fluids, Stochastic and Numerical Modelling*, Kluwer Academic Publishers, 1997.
- [14] Revstedt J., Fuchs L., Trägårdh C.: *Chemical Engineering Science*, **53**, 1988, 4041-4053.
- [15] Grotzbach G., Worner M.: *International Journal Heat Fluid Flow*, **20**, 1999, 222-240.
- [16] Peryt-Stawiarska S., Jaworski Z.: *Chem. Proc. Eng.*, **28**, 2007, 435-444.
- [17] Jaworski Z., Murasiewicz H., Pianko-Oprych P., Baker M.: *Proc. 10th Intern. Conf. Multiphase Flow in Ind. Plant, Tropea, Italy, 2006*, 161-170.
- [18] Hartmann H., Derksen J., Van den Akker H.: *A.I.Ch.E. J.*, **50**, 2004, 2383-2393.
- [19] Alcamo R., Micale G., Grisafi F., Brucato A., Ciofalo M.: *Chemical Engineering Science*, **60**, 2005, 2303-2316.
- [20] Jahoda M., Mostek M., Kukukova A., Machon V.: *Chemical Engineering and Design*, **85**, 2007, 616-625.
- [21] Sobera M.: *Flow, Heat and Mass Transfer Through Protective Textiles*, PhD, TU Delft, 2006.
- [22] Labourasse E., Sagaut P.: *J. Comp. Phys.*, **192**, 2002, 301-336.
- [23] Kenjeres S., Hanjalic K.: *International Journal Heat and Fluid Flow*, **27**, 2006, 800-810.
- [24] Temmerman L., Hadziabdic M., Leschziner M., Hanjalic K.: *International Journal Heat and Fluid Flow*, **26**, 2005, 173-190.
- [25] Derksen J., van den Akker H.: *Chem. Eng. Res. Des.*, **85**, 2007, 697-702.
- [26] Jaworski Z.: *Numeryczna mechanika płynów w inżynierii chemicznej i procesowej*, Akademicka Oficyna Wydawnicza EXIT, Warszawa 2005.

- [27] Rodi W.: *Turbulence Models and the Application in Hydraulics. A State-of-the-art Review*, A.A. Balkema, Rotterdam 1993.
- [28] Wilcox D.: *Turbulence Modelling for CFD*, DCW Indus., California 1993.
- [29] Launder B., Spalding D.: *Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press Inc., London 1972.
- [30] Bird R., Stewart W., Lighfoot E.: *Transport Phenomena*, John Wiley & Sons, New York 2002.
- [31] Pope S.: *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, Cambridge 2000.
- [32] http://www.chemineer.com/kenics_km_static_mixers.php.
- [33] Pianko-Oprych P., Jaworski Z.: *Inżynieria Chemiczna i Procesowa*, **25**, 2004, 341-362.
- [34] Aylianawati, Manileve C., Baker M., Pacek A.: 15 th Intern. Congress of Chem. and Proc. Eng., CHISA 25-29 August, Praha, Czechy 2002.
- [35] Pacek, A.W., Aylianawati, Nienow, A.W.: Proc.3rd Intern. Symp. on Mixing in Industrial Processes, Osaka, Japan, 1999, 115-122.
- [36] Chen S.J., Libby D.R.: Paper presented at the 71st Annual AIChE Meeting, 1978.
- [37] Lemenand T., Della Valle D., Zellouf Y., Peerhossaini H.: *Int. J. Multiphase Flow*, **29**, 2003, 813-840.
- [38] Pantakar S.V.: *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing corporation, Washington 1980.
- [39] Orzechowski Z., Prywer J., Zarzycki R.: *Mechanika płynów w inżynierii środowiska*, WNT Warszawa, 1997.