

Zdzisław Dyduch

PROSTY MODEL PROPAGACJI WYBUCHU W MIESZANINIE PYŁ-POWIETRZE

Streszczenie

W artykule omówiono prosty, jednowymiarowy model wybuchu mieszaniny pył-powietrze. Do numerycznego całkowania równań modelu wykorzystano schemat centralny Tadmora (Kurganov A., Tadmor E. 2002). Weryfikację przewidywań modelu przeprowadzono na podstawie wyników doświadczalnych opublikowanych przez Srinatha (Srinath S.R. 1985). Wstępne wyniki symulacji numerycznej wykazały dość dobrą zgodność z wynikami doświadczalnymi. Model poprawnie odtwarzał kształt przebiegu ciśnienia wybuchu oraz prędkość płomienia w obszarze, gdzie wpływ specyficznych cech urządzenia badawczego (FAT) nie był znaczący. Wartości uzyskiwanych ciśnień były jednak niższe niż doświadczalne.

Simple model of explosion propagation in dust-air mixture

Abstract

In the paper a simple one-dimensional model of explosion in a dust-air mixture was described. For numerical integration of the model's equations the central scheme developed by Tadmor (Kurganov A., Tadmor E. 2002) has been applied. Model predictions were verified basing on the experimental data of Srinath (Srinath S.R. 1985). Results of preliminary simulations were in fairly good agreement with the experimental data. The model correctly reproduced pressure history and flame speed in the area, where the specific features of the experimental tube (FAT) were insignificant. However, pressures were lower than those obtained in the experiment.

WPROWADZENIE

Wybuchy pyłu od dawna są poważnym zagrożeniem w wielu gałęziach przemysłu. Jakkolwiek całkowite wyeliminowanie tego zagrożenia nie jest możliwe, to jednak w ostatnich latach opracowano metody zapobiegania wybuchom i ograniczania ich skutków. Generalnie dąży się do wyeliminowania lub przynajmniej zredukowania ilości czynnika palnego (pyłu) w miejscach zagrożonych bądź jego inertyzacji przez dodanie odpowiedniej ilości substancji niepalnych. W razie wystąpienia wybuchu na ogół stosuje się jego odciążenie, a w miejscach, gdzie nie jest to możliwe lub jest nieskuteczne stosuje się różnego rodzaju systemy tłumienia wybuchu.

Właściwy dobór sposobu zwalczania wybuchu wymaga informacji o przebiegu zjawiska w konkretnej instalacji przemysłowej. Podstawowym sposobem uzyskiwania takich informacji jest doświadczenie. Choć jego rola jest bezsporna, to jednak są pewne ograniczenia. Należą do nich wysoki koszt wykonywania doświadczeń i ograniczenie stosowalności wyników do ściśle określonych warunków, narzuconych przez parametry urządzenia badawczego. Uzupełnieniem badań doświadczalnych stają się ostatnio coraz częściej symulacje numeryczne zjawiska wybuchu mieszaniny

pyłowo–powietrznej. Już od dawna były podejmowane próby modelowania zjawiska wybuchu pyłu (Artingstall G. 1961, Chi D.N.H., Perlee H.E. 1974, Pickles J.H. 1982), ale, głównie ze względu na duże trudności obliczeniowe, przydatność budowanych modeli była niewielka. Całkowanie numeryczne równań wymaga bardzo dużych mocy obliczeniowych, charakterystycznych kiedyś tylko dla największych komputerów. Stosując modele prostsze nie uzyskiwano zadowalającej zgodności wyników z rzeczywistym przebiegiem wybuchu.

W ostatnich latach, bardzo szybki rozwój metod modelowania zjawisk przepływu płynów (CFD) jest związany z ciągle wzrastającą mocą obliczeniową nowych komputerów. Równocześnie, metody CFD są systematycznie rozwijane. Opracowywane są bardzo szybkie i dokładne schematy numeryczne całkujące podstawowe równania mechaniki płynów. Spowodowało to znaczący postęp w dziedzinie modelowania numerycznego wybuchów gazu i pyłu. Obecnie tworzona jest nowa generacja modeli wybuchów (Tonello N.A. i inni 1995, Jones D.A. i inni 1996, Bielert U., Sichel M. 1997). Do przeprowadzania symulacji numerycznych z wykorzystaniem tych modeli można stosować komputery typu silna stacja robocza (*workstation*), co wydatnie przyczynia się do upowszechnienia symulacji numerycznych w badaniach i zastosowaniach praktycznych. W ostatnich latach pojawiło się stosunkowo dużo prac na temat symulacji numerycznych detonacji mieszanin gazowo-powietrznych (Tonello N.A. i inni 1995, Jones D.A. i inni 1996. Niewiele jest natomiast informacji na temat modelowania wybuchów pyłu ze spalaniem deflagacyjnym (Bielert U., Sichel M. 1997), podczas kiedy właśnie ten rodzaj wybuchów jest najbardziej interesujący z uwagi na bezpieczeństwo pożarowo-wybuchowe instalacji przemysłowych. Deflagacyjny wybuch mieszaniny pyłowo-powietrznej stanowi, poza bardzo rzadkim zjawiskiem detonacji, największe zagrożenie w tego rodzaju instalacjach.

W związku z powyższym rozpoznano możliwości zbudowania narzędzia numerycznego, umożliwiającego badanie wybuchów mieszanin pyłowo-powietrznych (lub gazowo-powietrznych) w prostoliniowym wyrobisku, przy zaangażowaniu niewielkich mocy obliczeniowych komputerów osobistych. Wyrobisko prostoliniowe jest najprostszym z wyrobisk, w których przeprowadza się wybuchy doświadczalne i dlatego jest odpowiednie do prowadzenia wstępnych badań. Zbudowano prosty model wybuchu mieszaniny pył-powietrze wraz z implementacją numeryczną w języku Fortran oraz przeprowadzono weryfikację działania modelu na podstawie danych doświadczalnych.

1. MODEL WYBUCHU MIESZANINY PYŁ–POWIETRZE

W związku z przyjętymi założeniami, starano się zbudować model możliwie najprostszy, którego testowanie i weryfikacja nie wymagałyby wykonywania wielu obliczeń. Taki model może stanowić podstawę do budowania modeli bardziej skomplikowanych, opisujących większą liczbę zjawisk zachodzących w procesie wybuchu i w związku z tym lepiej opisujących jego rzeczywisty przebieg.

1.1. Prosty model wybuchu

Zastosowany w badaniach model jest modelem jednowymiarowym przepływu płynu w połączeniu z reakcją chemiczną. Przyjęto założenie, że ziarna pyłu są dostatecznie małe (bezwładność ziaren jest dostatecznie mała), aby ich prędkość mogła być uważana za równą prędkości otaczającego gazu, a temperatura jest jednakowa dla całego ziarna i równa temperaturze gazu. Pył znajduje się więc w równowadze mechanicznej i termicznej z otaczającym gazem. Podstawowy układ równań Eulera ma wtedy postać:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} + Q\kappa \quad (3)$$

gdzie:

- u – prędkość przepływu mieszaniny pył–powietrze,
- p – ciśnienie,
- h – entalpia jednostki objętości.
- ρ – całkowita gęstość mieszaniny, zdefiniowana zależnością

$$\rho = \rho_g + \rho_d \quad (4)$$

w której:

- ρ_g – gęstość fazy gazowej,
- ρ_d – koncentracja pyłu.

Płoczyn $Q\kappa$ w równaniu (3) opisuje szybkość wydzielania się energii w jednostce objętości.

Powyższe równanie jest uzupełniane równaniem opisującym stopień zaawansowania reakcji spalania, które może mieć na przykład postać równania zachowania masy dla tlenu

$$\frac{\partial Y_{O_2}}{\partial t} + u \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial x} = -\phi_{O_2} \kappa \quad (5)$$

gdzie Y_{O_2} oznacza udział masowy tlenu w mieszaninie, a ϕ_{O_2} jest współczynnikiem stechiometrycznym.

Model powinien również opisywać zjawisko unoszenia pyłu osiadłego przez podmuch związany z falą ciśnienia wybuchu. Zjawisko to powoduje zmianę koncentracji pyłu w mieszaninie pył–powietrze za frontem fali ciśnienia. W takiej sytuacji konieczne jest uzupełnienie równania zachowania masy (1) o dodatkowy składnik opisujący przyrost masy pyłu w mieszaninie pył–powietrze

$$\frac{\partial}{\partial} = - \frac{\gamma}{\partial} + \cdot \quad (1a)$$

a także o dodatkowe równanie zachowania, którym może być na przykład równanie dla fazy stałej, traktowanej w tym przypadku jak faza gazowa

$$\frac{\partial \gamma_f}{\partial} = - \frac{\gamma}{\partial} \rho \gamma_f - ; + \cdot \quad (6)$$

gdzie γ_f jest udziałem masowym paliwa w mieszaninie pył–powietrze.

Dodatkowe równanie jest konieczne, ponieważ całkowita gęstość mieszaniny nie jest w tym przypadku wielkością zachowywaną.

PARAMETRY TERMODYNAMICZNE I RÓWNANIE STANU

Układ równań (1a), (2), (3), (5) i (6) nie jest układem zamkniętym. Aby uzyskać jednoznaczne rozwiązanie, trzeba go uzupełnić dodatkowymi zależnościami między występującymi w nim zmiennymi. Spośród możliwych zależności wykorzystano temperaturowe równanie stanu dla gazu doskonałego oraz relację między entalpią i temperaturą. Pierwsza ze wspomnianych zależności ma postać

$$p = (\rho - \rho_d) R_g T \quad (7)$$

gdzie R_g oznacza średnią wartość stałej gazowej mieszaniny gazów.

W równaniu tym uwzględnia się tylko gęstość składnika gazowego ($\rho - \rho_d$), ponieważ, zgodnie z przyjętymi założeniami, tylko ten składnik bezpośrednio decyduje o ciśnieniu w mieszaninie.

Relację między entalpią właściwą h i temperaturą T zwykle przedstawia się w postaci

$$h = \sum_i h_i = \sum_i \left(h_{i0} + \int_0^T c_{pi} dT \right) + c_d T \quad (8)$$

gdzie i jest numerem kolejnych składników gazowych mieszaniny.

Do obliczania parametrów termodynamicznych mieszaniny, tzn. entalpii właściwej, stałej gazowej, ciepła właściwego, wykładnika izentropy itp., w funkcji temperatury i składu mieszaniny, zastosowano aproksymację wielomianową w dwóch zakresach temperatury. Wartości współczynników odpowiadających poszczególnym składnikom mieszaniny zaczerpnięto z danych JANAF (1985).

CHEMIA SPALANIA PYŁU

Do testów początkowych wybrano pył skrobi kukurydzianej. Taki wybór był podyktowany dostępnością stosunkowo dobrej jakości danych charakteryzujących spalanie pyłu i podstawowych parametrów fizykochemicznych. Dla układu pył skrobi–powietrze reakcję spalania przyjęto opisywać sumarycznie



Określone na podstawie równania (9) relacje masowe reagentów i produktów spalania są następujące:

$$\begin{aligned} \phi_{\text{-},\text{H}_{12}\text{O}_6} &= & \phi_{\text{-},\text{O}_2} &= ,630 \\ \phi_{\text{-},\text{C}} &= ,185 & \phi_{\text{-},\text{CO}_2} &=),555 \end{aligned}$$

Aby uniknąć dodatkowej komplikacji w obliczeniach założono, że ziarna pyłu ulegają całkowitemu spalaniu, zgodnie z reakcją (9), tzn. nie uwzględnia się istnienia części niepalnych stałych w materiale ziaren pyłu.

1.2. Podmodel reakcji spalania

Podczas modelowania wybuchu mieszaniny pył–powietrze jednym z najtrudniejszych problemów jest dobór odpowiedniego modelu opisującego szybkość spalania. Należy jednak zauważyć, że zasadniczym celem omówionych w artykule badań było zbudowanie modelu opisującego raczej efekty dynamiczne wybuchu niż badanie mechanizmów spalania mieszaniny czy struktury płomienia. W budowanym modelu wybuchu zasadniczą informacją, jakiej powinien dostarczać podmodel spalania, jest szybkość reakcji rozumianej jako szybkość zmiany gęstości paliwa

$$\kappa = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (10)$$

Jednym z najprostszych a zarazem najpowszechniej stosowanych sposobów obliczania szybkości zmian gęstości paliwa κ jest metoda, w której wykorzystuje się relację Arrheniusa (Biswas B.K., Essenhigh R.H. 1971, Shaw D.W. i inni 1990, Jones W.P., Whitelaw J.H. 1982). Przyjmując, że reakcja spalania jest pierwszego rzędu w odniesieniu do paliwa, jak i utleniacza, κ oblicza się według wzoru

$$\kappa = A \frac{\rho_{\text{ox}} \rho_d}{\rho} \exp\left(-\frac{E_A}{RT}\right) \quad (11)$$

gdzie:

A – stała,

E_A – energia aktywacji.

Oba te parametry należy wyznaczyć, porównując wyniki obliczeń modelu z danymi doświadczalnymi.

W równaniu (11) czynnik eksponencjalny ma za zadanie ograniczenie prędkości spalania w niskiej temperaturze – wybuch nie może być zainicjowany w temperaturze zbliżonej do pokojowej. W temperaturze wysokiej, znacznie wyższej od minimalnej temperatury zapłonu obłoku pyłu, ten typ zależności szybkości spalania od temperatury niewłaściwie odtwarza rzeczywisty przebieg spalania (Catlin C.A., Lindstedt R.P. 1991). Catlin i inni (1991) zaproponowali modyfikację równania (11) polegającą na wyłączeniu czynnika eksponencjalnego po osiągnięciu pewnej temperatury granicznej.

Jako temperaturę graniczną wybrali $T_g = 780$ K, natomiast wartość wyrażenia E_A/R była równa 15100 K. Poprawki te zostały wprowadzone do omawianego modelu spalania. Dodatkowo, wprowadzono zaproponowany przez Magnussena (Magnussen B.F., Hjertager B.H. 1976, Hjertager B.H., Magnussen B.F. 1982, Gran I.R., Melaaen M.C., Magnussen B.F. 1994) inny typ zależności szybkości spalania od koncentracji paliwa i utleniacza. Ostatecznie w zmodyfikowanym modelu szybkość spalania mieszaniny pył-powietrze oblicza się według równania

$$\kappa = A \min \left(Y_f, \frac{Y_{ox}}{\phi_{ox}} \right) \min \left(1.0, 0.23 \cdot 10^9 \exp \left(\frac{-15100}{T} \right) \right) \quad (12)$$

gdzie:

Y_f – udział masowy paliwa,

Y_{ox} – udział masowy utleniacza (tlenu),

ϕ_{ox} – współczynnik stechiometryczny utleniacza (tlenu).

1.3. Podmodel unoszenia pyłu osiadłego

Przyjęto założenie, że w budowanym modelu powinno być uwzględnione zjawisko unoszenia pyłu osiadłego za czołem fali ciśnienia. Jest to zjawisko, do tej pory, słabo poznane.

Jednym z zasadniczych celów budowy omawianego modelu było uzyskanie narzędzia pozwalającego na badanie różnych mechanizmów unoszenia pyłu. Z uwagi na to istotne było włączenie podmodelu unoszenia pyłu już do najprostszej wersji modelu wybuchu.

Zastosowano podmodel unoszenia pyłu zaproponowany przez Edwardsa i Ford (Edwards J.C., Ford K.M.), którego podstawę stanowi empiryczna relacja pozwalająca na obliczanie szybkości unoszenia pyłu osiadłego. Szybkość zmian koncentracji pyłu, na skutek unoszenia pyłu osiadłego w rurze o przekroju kołowym, określa zależność

$$r = \dot{m} \frac{w_d dx}{A_r dx} = \dot{m} \frac{w_d}{A_r} \quad (13)$$

gdzie:

\dot{m} – szybkość unoszenia pyłu z jednostki powierzchni warstwy pyłu,

w_d – szerokość warstwy pyłu osiadłego,

A_r – pole przekroju poprzecznego rury.

Szybkość unoszenia warstwy pyłu osiadłego z jednostki powierzchni określa relacja empiryczna

$$\dot{m} = (6,64 \cdot 10^{-3} u^{1,25} - 4 \cdot 10^{-2}) \rho \quad (14)$$

gdzie:

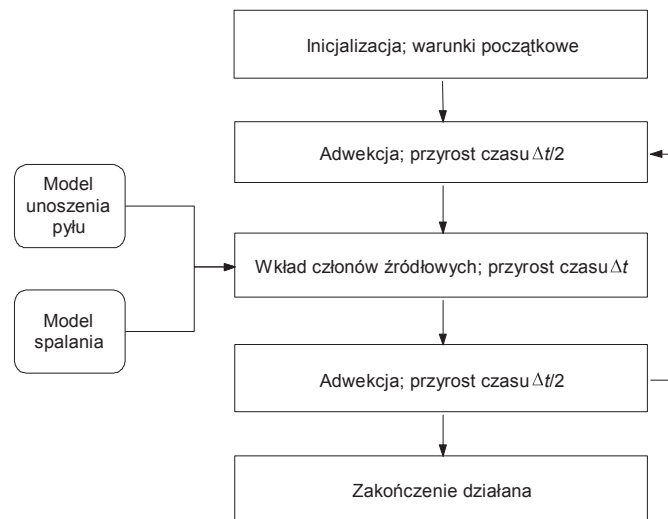
u – prędkość przepływu gazów,

ρ – gęstość gazów.

2. IMPLEMENTACJA NUMERYCZNA MODELU

Istnieje wiele schematów numerycznych stosowanych do rozwiązywania układu równań (1a), (2), (3), (5) i (6). W ostatnich latach liczba takich schematów szybko wzrasta. W opracowaniu przeglądowym, Liska i Wendroff (Liska R., Wendroff B.) przedstawili wyniki testów kilkunastu najpopularniejszych obecnie schematów numerycznych omawianego typu. Na podstawie analizy tych wyników zdecydowano się na wybór schematu (algorytmu) zaproponowanego przez Tadmora i Nessayahu (1990), a rozwijanego później przez Tadmora i innych (Nessayahu H., Tadmor E. 1990, Jiang G.S., Tadmor E. 1998, Kurganov A., Tadmor E. 2000, Kurganov A., Tadmor E. 2002). W schemacie tym, należącym do tzw. schematów centralnych, zostały połączone zalety kilku schematów różnych klas. Jednocześnie uniknięto więc wielu charakterystycznych dla nich wad. Algorytm jest algorytmem jawnym z wszystkimi zaletami algorytmów tego typu, a jednocześnie wyróżnia się bardzo dużą szybkością, dorównującą algorytmom niejawnym. W odróżnieniu od wielu innych schematów, przejście od przypadku jednowymiarowego do wielowymiarowych jest wyraźnie określone. W publikacjach (Tadmor E. 1998, Kurganov A., Tadmor E. 2000, Kurganov A., Tadmor E. 2002) schemat został podany w wersji półdyskretnej, co umożliwia oddzielne rozwiązywanie części przestrzennych i czasowych równań, a także zastosowanie do każdej z tych części optymalnego algorytmu. Najnowsza wersja algorytmu całkuje równania zawierające również człon dyfuzyjny, co znacznie ułatwia implementację modeli turbulencji, na przykład modelu $k-\varepsilon$.

Na podstawie tego algorytmu został napisany kod całkujący podstawowe równania omówionego wyżej modelu. Działanie kodu przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Schemat działania kodu całkującego równania modelu

Fig.1. Integration scheme for the model equations

3. WYNIKI SYMULACJI

W opisanej wyżej wersji podmodelu spalania występuje nieznanymi parametry: stała przedeksponencjalna A w równaniu (12). W celu wyznaczenia tego parametru przyjęto pewną jego wartość początkową, a następnie przeprowadzono symulację i porównano jej wyniki z wynikami uzyskiwanymi doświadczalnie. W oparciu o to porównanie zmieniono wartość szukanego parametru, a następnie powtarzano cały proces.

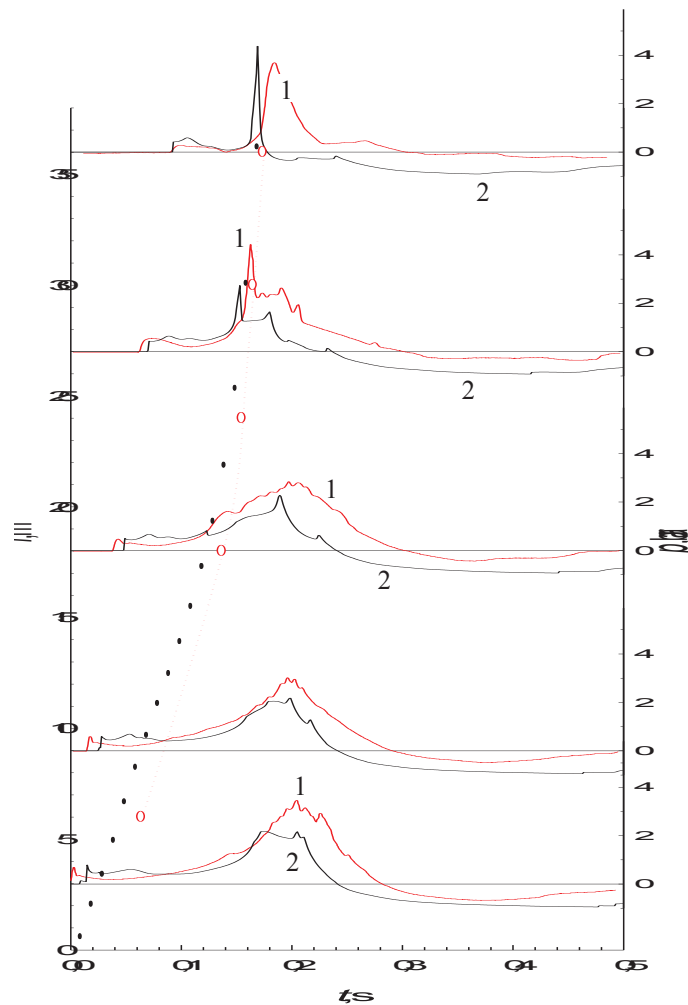
Do weryfikacji przedstawionego wyżej modelu wybuchu wybrano wyniki eksperymentalne (Srinath S.R. 1985) uzyskane w urządzeniu badawczym *Flame Acceleration Tube* (FAT) na Uniwersytecie Michigan w Ann Arbor. Wybór ten został podyktowany kilkoma względami praktycznymi. W czasie wykonywania opisanych przez Srinatha doświadczeń, FAT stanowił rurę długości 36 m i średnicy około 0,29 m. Stosunkowo niewielka długość FAT pozwoliła na ograniczenie liczby komórek siatki obliczeniowej modelu i w rezultacie zredukowanie czasu pojedynczej symulacji. Z tego powodu dane z FAT są bardziej przydatne do weryfikacji modelu niż wyniki uzyskiwane w chodnikach i sztolniach doświadczalnych Kopalni Doświadczalnej „Barbara”, przynajmniej w początkowej fazie jego budowania. Srinath w doświadczeniach stosował między innymi pył skrobi kukurydzianej, którego parametry fizykochemiczne, stosunkowo dobre, zamieścił w publikacji (Srinath S.R. 1985). Zawarty jest w niej szczegółowy opis sposobu przeprowadzania eksperymentów, co dodatkowo ułatwiło określenie warunków symulacji.

Urządzenie badawcze FAT ma pewne bardzo specyficzne cechy, które mają wyraźny wpływ na uzyskiwane wyniki badań. Zwykle tego typu urządzenie stanowi rurę o stałym przekroju, zamkniętą na jednym końcu i otwartą na końcu przeciwnym. Wybuch pyłu najczęściej inicjuje się w zamkniętym końcu rury. W urządzeniu FAT do zamkniętego końca rury jest dołączony dodatkowy odcinek rury długości 2,44 m i średnicy 50,8 mm. Rura ta jest oddzielona od zasadniczej części FAT membraną rozrywną. W dodatkowym odcinku rury jest detonowana mieszanina tlen-wodór. Fala detonacyjna powoduje rozerwanie membrany oddzielającej rurę dodatkową od przestrzeni wewnętrznej FAT i stanowi inicjał wybuchu pyłu. Z kolei w pobliżu otwartego końca urządzenia FAT, rura wygięta jest pod kątem prostym. W odcinku rury za zagięciem znajdują się liczne otwory pozwalające na odprężenie wybuchu.

Opisane wyżej specyficzne cechy urządzenia FAT mają widoczny wpływ na uzyskiwane wyniki, na przykład na krzywą przebiegu zmian ciśnienia podczas wybuchu. Sposób inicjowania wybuchu decyduje o początkowym odcinku zależności ciśnienia od czasu, natomiast odciążanie wybuchu w pobliżu otwartego końca rury ma bezpośredni wpływ na końcowy fragment tej zależności. Kształt tych odcinków krzywej zmian ciśnienia w czasie zależy więc nie tylko od własności badanego pyłu, ale przede wszystkim od właściwości urządzenia badawczego. W związku z tym podczas porównywania wyników symulacji z danymi doświadczalnymi szczególną uwagę zwrócono na odtworzenie tych fragmentów zależności ciśnienia od czasu, które nie zależą bezpośrednio od właściwości urządzenia.

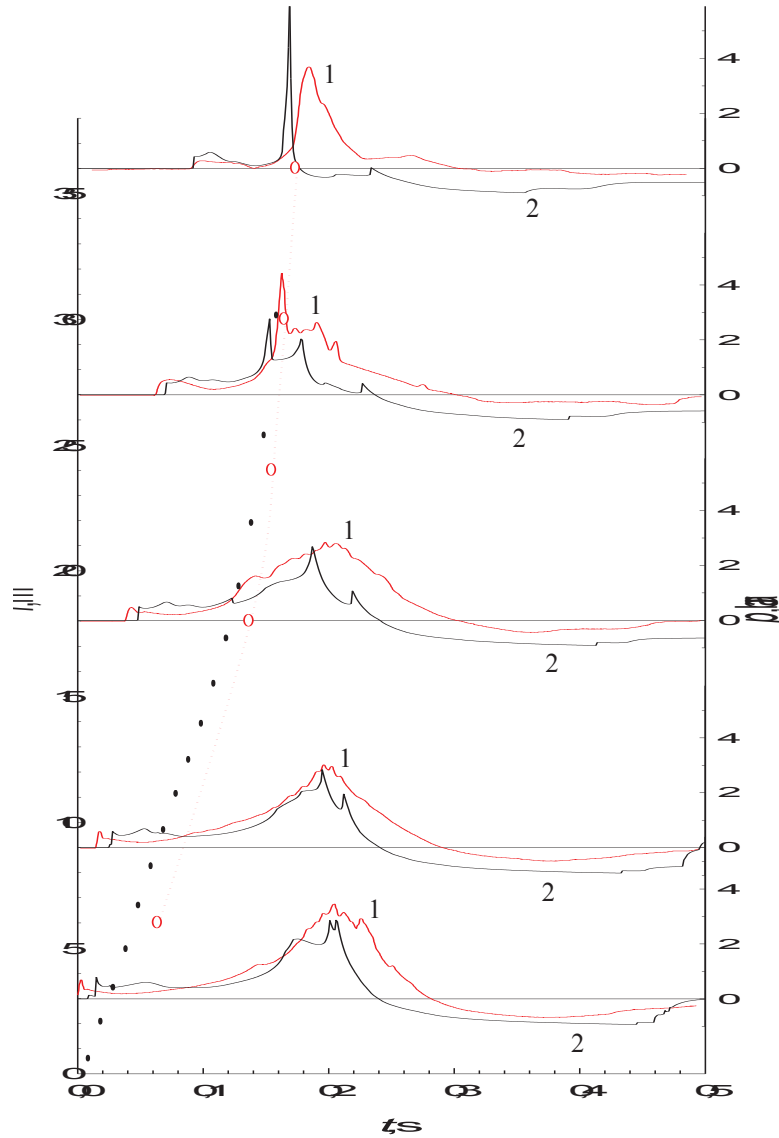
Podczas prób symulacji stwierdzono, że podmodel unoszenia pyłu, opisany relacją (14), nie zapewnia dostatecznej szybkości wprowadzania pyłu do mieszaniny pył-powietrze. Aby uzyskać odpowiednią wydajność unoszenia, szybkość tę należało zwiększyć dwukrotnie.

W ramach weryfikacji modelu porównywano zmiany ciśnienia i położenia frontu płomienia podczas wybuchu. Porównanie takie przedstawiono na rysunku 2. Widać na nim wyraźne opóźnienie przemieszczania się frontu płomienia w stosunku do wyników symulacji. Jest to rezultat wspomnianego, bardzo specyficznego, sposobu inicjowania wybuchu w doświadczeniach Srinatha, którego odtworzenie w ramach modelu nie było celem badań autora. Porównanie przebiegów ciśnienia na tym rysunku wykazuje jakościową zgodność w części określonej praktycznie wyłącznie przez sam wybuch pyłu, niezależnej od własności urządzenia. Generalnie, wartości ciśnienia uzyskane w symulacji były jednak nieco mniejsze. Jest to wynikiem mniejszej prędkości płomienia w stosunku do prędkości uzyskiwanych doświadczalnie, na końcowym odcinku jego drogi.



Rys. 2. Porównanie zmian ciśnienia i położenia frontu płomienia w badaniach Srinatha z wynikami symulacji: 1 – dane doświadczalne, 2 – wyniki symulacji; l – długość mierzona od zamkniętego końca rury, t – czas, p – ciśnienie
Fig. 2. Comparison of pressure changes and flame front position in Srinath's researches with simulation results: 1 – experimental data, 2 – simulation results, l – length measured from the closed end, t – time, p – pressure

Dalsze zwiększanie prędkości płomienia prowadzi do gwałtownego przyrostu ciśnienia. Efekt ten obrazują krzywe na rysunku 3. Niewielkie zwiększenie wartości parametru odpowiedzialnego za prędkość płomienia spowodowało znaczny przyrost ciśnienia w pobliżu otwartego końca urządzenia FAT.



Rys. 3. Porównanie zmian ciśnienia i położenia frontu płomienia w badaniach Srinatha z wynikami symulacji: 1 – dane doświadczalne, 2 – wyniki symulacji: l – długość mierzona od zamkniętego końca rury, t – czas, p – ciśnienie

Fig. 3. Comparison of pressure changes and flame front position in Srinath's researches with simulation results: 1 – experimental data, 2 – simulation results, l – length measured from the closed end, t – time, p – pressure

Porównanie przebiegów ciśnienia po czasie dłuższym niż około 250 ms świadczy o niewłaściwym doborze warunków brzegowych opisujących wypływ z urządzenia FAT. Jak wspomniano wypływ ten jest bardzo złożony i stanowi specyficzną cechę urządzenia. W związku z tym, podobnie jednak jak w przypadku inicjału, wiernie odtworzenie warunków wypływu z otwartego końca FAT zostało w omawianej pracy zaniechane.

PODSUMOWANIE I WNIOSKI

W ostatnich latach modele wybuchów gazów i pyłów zostały tak dopracowane, że można je traktować jako poważne narzędzie badawcze. Z przeglądu literatury wynika, że symulacja numeryczna jest coraz częściej stosowana tak w pracach o charakterze poznawczym, jak i w zastosowaniach technicznych, polegających na rozwiązywaniu konkretnych zadań praktycznych. Należy oczekiwać utrzymywania się tej tendencji w przyszłości. Z dużym prawdopodobieństwem można przewidywać, że zastosowanie symulacji numerycznych w badaniach prowadzonych w instytutach badawczych już wkrótce stanie się koniecznością. Można już bowiem dostrzec wymierne korzyści wynikające ze stosowania symulacji. Realizacja badań z tego zakresu pozwala na znaczne zmniejszenie ich kosztów, zwłaszcza badań w dużej skali, w wyniku redukcji zakresu badań eksperymentalnych.

Opracowano prosty, jednowymiarowy model wybuchu mieszaniny pył-powietrze. Numeryczne całkowanie równań modelu wykonano z wykorzystaniem schematu centralnego Tadmora. Uzyskane wstępne wyniki symulacji numerycznej wykazały dość dobrą zgodność z wynikami doświadczalnymi w przypadku stosunkowo prostych modeli spalania, opartych na relacji Arrheniusa. Model poprawnie odtwarzał kształt przebiegu ciśnienia wybuchu oraz prędkość płomienia w miejscach, gdzie nie występuje znaczący wpływ urządzenia badawczego (FAT).

Proponowany jednowymiarowy model wybuchu mieszaniny pył-powietrze stanowi podstawę budowy modeli bardziej skomplikowanych, na przykład modeli dwuwymiarowych, w których będzie uwzględnione zjawisko turbulencji itp., dokładniej odtwarzających rzeczywisty przebieg wybuchu mieszaniny pył-powietrze i dostarczających więcej informacji na temat przebiegu tego zjawiska.

Literatura

1. Artingstall G. (1961): *On The Relation between Flame and Blast in Coal-Dust Explosions*. International Meeting of Directors of Safety in Mines Research.
2. D.N.H.Chi, H.E.Perlee (1974): *Mathematical Study of a Propagating Flame and Its Induced Aerodynamics in a Coal Mine Passageway*. Bureau of Mines RI7908.
3. Pickles J.H. (1982): *A Model for Coal Dust Duct Explosions*. Combustion and Flame Vol. 44.
4. Tonello N.A., Sichel M., Kauffman C.W. (1995): *Mechanism of Detonation Transmission in Layered H₂-O₂ Mixtures*. Shock Waves 5.
5. Jones D.A., Kemister G., Oran E.S., Sichel M. (1996): *The Influence of Cellular Structure on Detonation Transmission*. Shock Waves 6.

6. Bielert U., Sichel M. (1997): *Numerical Simulation of Premixed Combustion Processes in Closed Tubes*. 16th International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems. Kraków.
7. Biswas B.K., Essenhigh R.H. (1971): *Air pollution and Its Control*. AIChE Symposium Series. New York Am. Inst. Chem. Eng., No. 126 Vol. 68.
8. Shaw D.W., Xuedog Zhu, Misra M.K., Essenhigh R.H. (1990): *Determination of Global Kinetics of Coal Volatiles Combustion*. 27th Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute.
9. Jones W.P., Whitelaw J.H. (1982): *Calculation Methods for Reacting Turbulent Flows: A Review*, Combustion and Flame Vol. 48.
10. Magnussen B.F., Hjertager B.H. (1976): *On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation*. 16th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute.
11. Hjertager B.H., Magnussen B.F. (1982): *Computer simulation of Flow, Heat Transfer and Combustion in Thre-Dimensional Furnaces*. Archivum Combustionis Vol. 2, No. 1/2.
12. Gran I.R., Melaaen M.C., Magnussen B.F. (1994): *Numerical Simulation of Local Extinction Effects in Turbulent Combustor Flows of Methane and Air*. 25th Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute.
13. Catlin C.A., Lindstedt R.P. (1991): *Premixed Turbulent Burning Velocities Derived from Mixing Controlled Reaction Models With Cold Front Quenching*. Combustion and Flame Vol. 91.
14. Liska R., Wendroff B. (2001): *Comparison of several difference schemes on 1D and 2D test problems for the Euler equations*, Preprint, <http://math.unm.edu/~bbw/>
15. Nessyahu H., Tadmor E. (1990): *Non-oscillatory central differencing for hyperbolic conservation laws*. Journal of Computational Physics Vol. 87.
16. Jiang G.S., Tadmor E. (1998): *Non-oscillatory central schemes for multidimensional hyperbolic conservation laws*. SIAM Journal Sci. Comp. Vol. 19.
17. Kurganov A., Tadmor E. (2000): *New High-Resolution Central Schemes for Nonlinear Conservation Laws and Convection-Diffusion Equations*. Journal of Computational Physics Vol. 160.
18. Kurganov A., Tadmor E. (2002): *Solution of Two-Dimensional Riemann Problems for Gas Dynamics without Riemann Problems Solvers*. Preprint.
19. Srinath S.R. (1985): *Flame Propagation due to Layered Combustible Dust*, Ph.D. Thesis. Ann Arbor, University of Michigan.
20. *JANAF Thermochemical Tables* (1985) Edited by M.W.Chase et al. J. Phys. Chem. Ref. Data, 11, 695
21. Edwards J.C., Ford K.M.: *Model of Coal Dust Explosion Suppression by Rock Dust Entrainment*. Bureau of Mines, RI9206.

Recenzent: doc. dr hab. Kazimierz Lebecki