

Zdzisław Dyduch, Blandyna Majcher-Morawiec

OZNACZANIE PRĘDKOŚCI SPALANIA W MIESZANINACH PYŁOWO-POWIETRZNYCH Z WYKORZYSTANIEM MODELU WYBUCHU W ZAMKNIĘTEJ OBJĘTOŚCI

Streszczenie

W artykule przedstawiono wyniki oznaczania laminarnej szybkości spalania deflagacyjnego mieszanin pyłowo-powietrznych metodą pozwalającą na rutynowe wykonywanie tego typu oznaczeń. Po raz pierwszy metoda ta została zastosowana przez Dahoe'a (2000). Polega ona na wykorzystaniu pomiarów zmian ciśnienia w czasie wybuchu mieszaniny pyłowo-powietrznej w zamkniętej, sferycznej objętości oraz modelu wybuchu opracowanego z uwzględnieniem zasad zachowania masy, pędu i energii w ujęciu całkowym. Dopasowanie parametrów modelu do zmierzonych zmian ciśnienia pozwala na wyznaczenie laminarnej szybkości spalania w mieszaninie pyłowo-powietrznej. W artykule przedstawiono wyniki oznaczeń laminarnych szybkości spalania dwóch pyłów: lycopodium i skrobi kukurydzianej.

Determination of the laminar burning velocity of dust-air mixtures by applying the model of dust explosion in as closed vessel

Abstract

The article describes the method of determining the laminar burning velocity of dust-air mixtures by use of experimental data from standardized tests. For the first time the method was applied by Dahoe (2000). Data on pressure development in a closed, spherical vessel were used as an input to the integral balance model of dust explosion. Pressure history predicted by the model was fitted to the experimental data with the laminar burning velocity as the model's parameter. The article presents the results obtained for two dusts: lycopodium and maize starch.

WPROWADZENIE

Właściwy wybór sposobu zwalczania wybuchu pyłu wymaga informacji o przebiegu tego zjawiska w konkretnej instalacji przemysłowej. Do tej pory podstawowym sposobem ich uzyskiwania były badania. Mimo, że znaczenie badań jest bezsporne, to sposób ten ma również pewne ograniczenia. Należą do nich wysoki koszt i ograniczenie stosowalności wyników do ściśle określonych warunków, narzuconych przez parametry urządzenia badawczego. Uzupełnieniem badań są ostatnio coraz częściej stosowane symulacje numeryczne zjawiska wybuchu mieszaniny pyłowo-powietrznej.

Od pewnego czasu obserwuje się bardzo szybki rozwój metod modelowania zjawisk przepływu płynów (CFD – *Computational Fluid Dynamics*), związany z ciągle wzrastającym rozszerzaniem się mocy obliczeniowej nowych komputerów. Równocześnie, metody CFD są także systematycznie rozwijane. Powstają nowe, bardzo szybkie i dokładne schematy numeryczne, całkujące podstawowe równania z zakresu

mechaniki płynów. Tendencje te umożliwiły znaczący postęp w dziedzinie modelowania numerycznego wybuchów gazu i pyłu. Powstaje obecnie nowa generacja modeli wybuchów. Do przeprowadzania symulacji numerycznych z wykorzystaniem tych modeli można już stosować komputery typu „silna stacja robocza” (*workstation*), co wydatnie przyczynia się do upowszechniania symulacji numerycznych w badaniach i zastosowaniach praktycznych. Do tej pory wykonano niewiele prób modelowania wybuchów pyłu ze spalaniem deflagacyjnym, podczas kiedy właśnie ten rodzaj wybuchów jest najbardziej interesujący z uwagi na bezpieczeństwo pożarowo-wybuchowe instalacji przemysłowych, ponieważ stanowi on największe ich zagrożenie.

Przyczyny takiego stanu rzeczy należy upatrywać między innymi w dużej złożoności zjawiska deflagacyjnego wybuchu mieszaniny pyłowo-powietrznej. Jedną z podstawowych trudności w modelowaniu tego zjawiska jest właściwy opis przebiegu wydzielania energii cieplnej w czasie przemiany chemicznej mieszaniny palnej na produkty spalania. Obecnie stosuje się modele bazujące na uproszczonym opisie propagacji frontu płomienia, uwzględniające pewną grupę zjawisk mających wpływ na szybkość spalania. Tak jak w przypadku modeli dla mieszanin gazowych, własności materiału palnego próbuje uwzględnić się przez pojęcie laminarnej szybkości spalania mieszaniny pyłowo-powietrznej, której wartość zależy od własności pyłu, nie zależy natomiast od warunków panujących w miejscu wybuchu. W ten sposób próbuje się oddzielić wpływ własności materiału palnego od pozostałych czynników decydujących o szybkości wydzielania energii w reakcji spalania.

W artykule przedstawiono wyniki oznaczania laminarnej szybkości spalania deflagacyjnego w mieszaninach pyłowo-powietrznych z wykorzystaniem metody pozwalającej na rutynowe wykonywanie tego typu oznaczeń. Po raz pierwszy metoda ta została zastosowana przez Dahoe'a (2000). Polega ona na pomiarach zmian ciśnienia w czasie wybuchu mieszaniny pyłowo-powietrznej w zamkniętej sferycznej objętości oraz na zastosowaniu modelu wybuchu opracowanego z uwzględnieniem zasad zachowania masy, pędu i energii w ujęciu całkowym. Dopasowanie parametrów modelu do zmierzonych zmian ciśnienia pozwala na wyznaczenie laminarnej szybkości spalania mieszaniny pyłowo-powietrznej. W artykule przedstawiono wyniki oznaczeń laminarnych szybkości spalania dwóch pyłów: lycopodium i skrobi kukurydzianej. Powszechnie znane własności pyłu lycopodium sprawiają, że został on potraktowany jako w pewnym sensie pył odniesienia. W literaturze można też znaleźć informacje na temat laminarnej szybkości spalania pyłu skrobi kukurydzianej.

1. LAMINARNA SZYBKOŚĆ SPALANIA MIESZANIN PYŁOWO-POWIETRZNYCH

Stosowanie pojęcia laminarnej szybkości spalania w odniesieniu do mieszanin pyłowo-powietrznych budzi pewne kontrowersje. W przypadku mieszanin gazowych laminarna szybkość spalania jest fizyczną własnością mieszaniny, podobną na przykład do lepkości płynu. Podobnie jak lepkość, laminarna szybkość spalania mieszaniny gazów palnych zależy od składu chemicznego mieszaniny, struktury

molekularnej składników, temperatury i ciśnienia. Zależy ona także od lokalnych gradientów prędkości, analogicznie jak w przypadku lepkości cieczy nieniutonowskich.

Kontrowersje związane z laminarną szybkością spalania mieszanin pyłowo-powietrznych wynikają z trudności z fizyczną interpretacją tej wielkości. Laminarna szybkość spalania jest definiowana jako szybkość przemieszczania się frontu płomienia w kierunku normalnym do jego powierzchni, w stronę niespalonej mieszaniny. Zatem, aby można było mówić o laminarnej szybkości spalania, konieczne jest istnienie ciągłej powierzchni frontu płomienia. Tymczasem, choć w makroskali wybuch mieszaniny pyłowo-powietrznej wydaje się przebiegać w jednorodnej mieszaninie paliwa z utleniaczem, w rzeczywistości ma się do czynienia z pewną liczbą ziaren paliwa znajdujących się w ośrodku ciągłym utleniacza. Można wprawdzie twierdzić, że w przypadku mieszanin gazowych też ma się do czynienia z rozmieszczonymi w przestrzeni dyskretnymi cząstkami – molekułami. W tym jednak przypadku molekuly paliwa i utleniacza są oddalone od siebie zaledwie o kilka rozmiarów samych molekuł. Są to odległości znacznie mniejsze od ich średniej drogi swobodnej i dlatego fizyczne własności mieszaniny, które decydują o wartości laminarnej szybkości spalania, takie jak przewodnictwo cieplne, czy entalpia tworzenia, można rozpatrywać jako wartości lokalnie uśrednione po objętości. W przypadku ziaren paliwa o gęstości rzędu 1000 kg/m^3 i średnicy $15 \text{ }\mu\text{m}$, odległości między ziarnami w mieszaninie o koncentracji 500 g/m^3 wynoszą około $150 \text{ }\mu\text{m}$.

Mechanizm propagacji płomienia w mieszaninie pyłowo-powietrznej nie jest jeszcze dokładnie poznany, istnieje jednak zgoda, że spalanie odgrywa zasadniczą rolę w fazie gazowej produktów odgazowania i pirolizy bądź odparowanego materiału ziarna. Zależnie od relacji między szybkością spalania i szybkością wydzielania produktów lotnych, spalanie może zachodzić w atmosferze otaczającej ziarno lub bezpośrednio na jego powierzchni. Jeżeli spalanie odbywa się bezpośrednio w pobliżu powierzchni ziaren, obszar spalania składa się z pewnej liczby oddzielnie palących się stref nietworzących jednego ciągłego frontu płomienia. W takim przypadku trudno mówić o laminarnej szybkości spalania w zdefiniowanym wyżej sensie. Równocześnie, w przypadku wielu mieszanin pyłowo-powietrznych doświadczalnie stwierdzono, że spalanie przebiegało z wyraźnym ciągłym frontem płomienia.

Pomimo opisanych zastrzeżeń, wykonano dotychczas wiele doświadczeń, w których mierzono laminarną szybkość spalania mieszanin pyłowo-powietrznych. W niektórych przypadkach sens fizyczny wyznaczanych wielkości był wątpliwy, jednak ich znajomość ułatwiała parametryzację szybkości reakcji, a więc i szybkości wydzielania energii, wpływającej w decydujący sposób na przebieg wybuchu mieszaniny pyłowo-powietrznej. W procesie modelowania takich wybuchów laminarna szybkość spalania określa wpływ własności materiału na przebieg reakcji. Jej znajomość ma zatem podstawowe znaczenie w symulacjach numerycznych wybuchów mieszanin pyłowo-powietrznych.

Pomiar laminarnej szybkości spalania mieszanin pyłowo-powietrznych wiąże się z dość poważnymi trudnościami wynikającymi głównie z problemów związanych z uzyskaniem jednorodnych obłoków pyłu w nieruchomym ośrodku gazowym lub

ośrodka z przepływem laminarnym. Pył tworzy warstwy i występuje w postaci nagromadzeń. Utworzenie jednorodnego obłoku wymaga czynnika powodującego uniesienie pyłu, na przykład podmuchu powietrza. Czynnikiem takim zaburza stan fazy gazowej, wprowadzając niepożądaną turbulencję.

Istnieje kilka tradycyjnych metod pomiaru laminarnej szybkości spalania mieszanin pyłowo-powietrznych. Z uwagi na wspomniane wyżej trudności, we wszystkich tych metodach jest wymagane stosowanie dość złożonych urządzeń i/lub specjalistycznej aparatury pomiarowej. Z tego powodu są one wykorzystywane w nielicznych laboratoriach.

Użyteczność symulacji numerycznych wybuchów pyłów jest ściśle związana z łatwym dostępem do niezbędnych danych wejściowych modeli wybuchu, w szczególności laminarnej szybkości spalania mieszanin pyłowo-powietrznych. Specyficzne własności pyłów palnych, odróżniające je od gazów palnych, wymagają znajomości tego parametru praktycznie w przypadku każdej mieszaniny, której własności wybuchowe mają być ocenione. Z tego powodu tak ważne stają się metody pozwalające na oszacowanie wartości laminarnej szybkości spalania z zastosowaniem powszechnie dostępnych urządzeń badawczych. Do takich metod należą metody, w których są wykorzystywane wyniki pomiarów dokonywanych podczas wybuchów doświadczalnych w zamkniętych komorach.

2. SPOSOBY WYZNACZANIA LAMINARNEJ SZYBKOŚCI SPALANIA

Szybkość spalania mieszaniny pyłowo-powietrznej można również wyznaczyć, wykorzystując informacje o zmianach ciśnienia podczas wybuchu w zamkniętej komorze sferycznej i uśredniając wartości ciepła właściwego spalającej się mieszaniny. W najczęściej stosowanym przybliżeniu zakłada się związek między udziałem masowym produktów spalania i wartością chwilową ciśnienia wybuchu

$$m_b = \frac{P-1}{P_f-1} \quad (1)$$

gdzie:

- m_b – udział masowy produktów spalania,
- P – ciśnienie, znormalizowane ciśnieniem początkowym,
- P_f – podobnie znormalizowane ciśnienie końcowe.

Opracowane, na podstawie (1), proste formuły pozwalające na szacowanie prędkości spalania zaproponowali Evans (1992), Eschenbach i Agnew (1958), czy też Manton i współpracownicy (1953). W ich wyniku otrzymuje się bardzo różne, często sprzeczne, oszacowania szybkości spalania. Można je raczej traktować jako zerowe przybliżenie tej wielkości.

Szybkość narastania ciśnienia jest bezpośrednio związana z prędkością spalania, która z kolei jest miarą szybkości reakcji spalania. Łącznie z grubością płomienia natomiast, szybkość spalania pozwala na uwzględnienie w modelowaniu wybuchu

własności mieszaniny pyłowo-powietrznej (ciśnienia i temperatury początkowej, rozdrobnienia, koncentracji, stężenia tlenu itp.), jak również wpływu turbulencji.

Modele opracowane z uwzględnieniem zasad zachowania masy, pędu i energii w ujęciu całkowym pozwalają na przewidywanie zmian ciśnienia podczas wybuchu w zamkniętej objętości. Pierwszy tego typu model został opracowany przez Bradleya i Michesona (1976). Później wielu innych autorów stworzyło podobne modele, na przykład: Nagy i Verakis (1983), Tamanini (1993), czy Bradley i inni (1994). Określenie tego typu modeli wywodzi się z faktu, że ich równania mogą być traktowane jak równania zachowania masy, pędu i energii, uśrednione przez scałkowanie po całej przestrzeni i w ten sposób zamienione na równania różniczkowe zwyczajne. W odróżnieniu od prawa sześciennego, które przewiduje przyrost ciśnienia tylko w jednym momencie, modele te umożliwiają przewidywanie zmian ciśnienia podczas całego wybuchu. Jednym ze sposobów wykorzystania modeli opartych na zasadach zachowania w ujęciu całkowym jest dopasowanie ich równań do zmierzonych doświadczalnie zmian ciśnienia w czasie i wyznaczenie w ten sposób nieznanymi parametrów tych równań, między innymi laminarnej szybkości spalania mieszaniny pyłowo-powietrznej.

2.1. Metoda Dahoe'a

Model zaproponowany przez Dahoe'a (2000) jest klasycznym przykładem modeli bazujących na zasadach zachowania masy, pędu i energii w ujęciu całkowym. Parametrami wejściowymi są ciśnienie początkowe P_0 i maksymalne ciśnienie wybuchu P_e . W czasie wybuchu w przestrzeni wewnętrznej komory doświadczalnej występują trzy strefy: sferyczny obszar centralny, w którym mieszanina jest całkowicie wypalona, strefa płomienia o skończonej grubości δ zawierająca zarówno produkty spalania, jak i niespaloną mieszaninę i obszar zewnętrzny, między frontem płomienia i ścianą komory, zawierający wyłącznie niespaloną mieszaninę. W modelu tym strefa płomienia jest obszarem, w którym, w miarę przemieszczania się od frontu płomienia do wewnętrznej granicy płomienia, następuje stopniowa przemiana całkowicie niespalonej mieszaniny w produkty końcowe spalania. W celu uproszczenia zakłada się, że przemiana ta ma charakter liniowy. W modelu przyjmuje się dodatkowo następujące założenia:

- Dowolna objętość kontrolna oddalona od środka komory o $r = \text{const}$ zawiera wyłącznie niespaloną mieszaninę o udziale masowym $f(r)$ i produkty spalania o udziale masowym $1 - f(r)$. W chwili, kiedy płomień jest w pełni rozwinięty $f(r) = 0$ w obszarze produktów spalania ($r < r_{\text{rear}}$), $f(r)$ jest funkcją liniową r w strefie płomienia ($r_{\text{rear}} \leq r \leq r_{\text{front}}$) i $f(r) = 1$ przed frontem płomienia ($r > r_{\text{front}}$).
- Skład niespalonej mieszaniny, jak i produktów spalania nie zmienia się podczas trwania wybuchu.
- Przemiana niespalonej mieszaniny na produkty spalania następuje w wyniku jednostopniowej reakcji nieodwracalnej, którą można opisać ogólnym wyrażeniem na szybkość reakcji.
- Podczas wybuchu temperatura niespalonej mieszaniny T_u stale wzrasta w wyniku sprężania adiabatycznego.

- Szybkość spalania ma stałą wartość podczas trwania wybuchu.
- Wybuch jest inicjowany punktowym źródłem zapłonu o zanedbywalnie małej energii.

Podstawowym założeniem modelu jest relacja (1), podana przez Lewisa i von Elbego (1987), wiążąca udział masowy produktów spalania z odpowiadającym mu przyrostem ciśnienia. Posługując się tym wyrażeniem można napisać zależność na udział masowy niespalonej mieszaniny w postaci

$$\frac{m_u}{m_{u0}} = \frac{P_e - P}{P_e - P_0} \quad (2)$$

gdzie:

- P_e – maksymalne ciśnienie wybuchu,
- P – ciśnienie chwilowe,
- P_0 – ciśnienie początkowe,
- m_u – masa niespalonej mieszaniny,
- m_{u0} – masa początkowa niespalonej mieszaniny.

Różniczkując tę zależność względem czasu, otrzymuje się

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P_e - P_0}{m_{u0}} \frac{dm_u}{dt} \quad (3)$$

Podczas wybuchu strefa spalania przemieszcza się z prędkością, która jest sumą prędkości ekspansji S_e i prędkości spalania S_u . Ponieważ niespalona mieszanina bezpośrednio przed frontem płomienia porusza się z prędkością S_e , szybkość, z którą dociera do strefy płomienia, jest równa prędkości spalania wziętej ze znakiem minus. Przemiana niespalonej mieszaniny zachodzi wyłącznie w przemieszczającej się strefie płomienia i może być wyrażona w następujący sposób

$$\frac{dm_u}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{V_{\beta}} \rho_u f(r) dV \quad (4)$$

Formalnie f jest funkcją skalarną położenia r i czasu t , a zatem do pochodnej z całki można zastosować formułę Leibniza, co prowadzi do zależności

$$\frac{dm_u}{dt} = \int_{V_{\beta}} \frac{\partial(\rho_u f(r))}{\partial r} \frac{dr}{dt} dV + \int_{S_{\beta}} \rho_u f(r) (\vec{v}_s \cdot \vec{n}) dS \quad (5)$$

Przy rozpatrywaniu całej przestrzeni wewnętrznej komory należy brać pod uwagę tylko pierwszy składnik po prawej stronie równania (5), ponieważ strumień niespalonej mieszaniny przechodzący przez granice strefy płomienia nie wpływa na jej całkowitą ilość. Zatem podstawiając relację (5) do zależności (3) otrzymuje się

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P_e - P_0}{m_{u0}} \int_{V_{\beta}} \frac{\partial(\rho_u f(r))}{\partial r} \frac{dr}{dt} dV \quad (6)$$

Dla obserwatora poruszającego się wraz z frontem płomienia dr/dt jest równe $-S_u$. Uwzględniając to w równaniu (6), otrzymuje się

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \frac{P_e - P_0}{m_{u0}} \int_{r_{rear}}^{r_{front}} 4\pi r^2 S_u \left[\rho_u \frac{\partial f(r)}{\partial t} + f(r) \frac{\partial \rho_u}{\partial t} \right] dt = \\ &= \frac{P_e - P_0}{m_{u0}} \int_{r_{rear}}^{r_{front}} 4\pi r^2 S_u \frac{\partial f(r)}{\partial t} \left[1 + \frac{\partial \ln \rho_u}{\partial \ln f(r)} \right] dr \end{aligned} \quad (7)$$

Zakładając dodatkowo, że podczas wybuchu następuje sprężenie adiabatyczne

$$\frac{dP}{dt} = \frac{P_e - P_0}{V} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} 4\pi S_u \int_{r_{rear}}^{r_{front}} r^2 \frac{\partial f(r)}{\partial t} \left[1 + \frac{\partial \ln \rho_u}{\partial \ln f(r)} \right] dr \quad (8)$$

Wiadomo, że gęstość niespalonej mieszaniny zmienia się w strefie płomienia w modelu, więc przyjmuje się, że $\partial \ln \rho_u / \partial \ln f(r) = 0$. Przy tym założeniu, po wykonaniu całkowania, otrzymuje się ostateczną postać równania na szybkość narastania ciśnienia

$$\frac{dP}{dt} = \frac{P_e - P_0}{V} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} 4\pi S_u \frac{r_{front}^3 - r_{rear}^3}{3\delta} \quad (9)$$

Równanie to uzupełniają zależności pozwalające na wyznaczanie położenia granic strefy spalania. W początkowej fazie wybuchu, kiedy promień frontu płomienia jest mniejszy od grubości płomienia ($r_{front} < \delta$)

$$\begin{aligned} r_{front} &= \left(\frac{3\delta V}{\pi} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{\lambda}} \frac{P_e - P}{P_e - P_0} \right] \right)^{\frac{1}{4}} \\ r_{rear} &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

W późniejszej fazie wybuchu granice te oblicza się z zależności

$$\begin{aligned} -\frac{\pi}{3\delta} \left[r_{front}^4 - (r_{front} - \delta)^4 \right] + V &= V \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{P_e - P}{P_e - P_0} \\ \frac{\pi}{\delta} \left[R^4 - r_{rear}^4 \right] + \frac{4\pi}{3\delta} \left[R^4 - R^3 r_{rear} \right] &= V \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{P_e - P}{P_e - P_0} \end{aligned} \quad (11)$$

2.2. Relacje uzupełniające metodę Dahoe'a

Warunki panujące w komorze doświadczalnej podczas przeprowadzania wybuchu powodują, że parametr S_u modelu Dahoe'a nie jest jeszcze poszukiwaną laminarną szybkością spalania. Szybkość spalania mieszaniny zmienia się z temperaturą,

ciśnieniem, a także stopniem turbulencji. Podobny rodzaj zależności wykazuje kolejny parametr modelu: grubość płomienia δ . Uwzględnienie tych zjawisk przez uzupełnienie modelu Dahoe'a o kolejne relacje opisujące zależność szybkości spalania od wymienionych zjawisk, powinno umożliwić uzyskanie poszukiwanej laminarnej szybkości spalania, odniesionej do warunków normalnych ciśnienia i temperatury. W czasie badań okazało się jednak konieczne wprowadzenie do zależności dodatkowego parametru. Jego obecność nie wynika ani z teorii, ani z przyjętych założeń, lecz jest raczej związana z warunkami przeprowadzania doświadczeń.

2.3. Zależność prędkości spalania i grubości płomienia od temperatury i ciśnienia

Jak wspomniano, zarówno szybkość spalania mieszaniny pyłowo-powietrznej, jak i grubość płomienia zależą od temperatury. Fakt ten należało uwzględnić przez odpowiednie relacje określające zmiany szybkości spalania i ewentualnie grubości płomienia przy zmianie temperatury i ciśnienia w niespalonej mieszaninie przed frontem płomienia. Najczęściej pojawiającą się w różnego rodzaju publikacjach relacją tego typu jest relacja potęgowa

$$S_u = S_{u0} \left(\frac{T_u}{T_{u0}} \right)^{\beta_T} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\beta_P} \quad (12)$$

W równaniu tym indeks 0 oznacza warunki odniesienia: temperaturę 300 K i ciśnienie atmosferyczne. Wykładniki β_T i β_P są stałymi empirycznymi. Przyjmując, tak jak w modelu Dahoe'a, że podczas wybuchu niespalona mieszanina ulega sprężaniu adiabatycznemu

$$\frac{T_u}{T_{u0}} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (13)$$

równanie (12) można zapisać w postaci

$$S_u = S_{u0} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\alpha} \quad (14)$$

W równaniu tym parametr α jest równy

$$\alpha = \beta_T - \frac{\beta_T}{\lambda} - \beta_P \quad (15)$$

Na podstawie równania energii Shvaba-Zeldowicza, Dahoe (2003) wyprowadził własne relacje opisujące wpływ temperatury i ciśnienia na laminarną szybkość spalania, a także grubość płomienia laminarnego. Relacje te mają postać

$$S_u = S_{u0} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{c + \frac{\gamma-1}{\gamma} + \alpha}$$

$$\delta_L = \delta_{L0} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{c-\alpha}$$
(16)

Wartości parametrów c i α należy wyznaczać empirycznie, na przykład przez dopasowanie do wyników doświadczalnych. Podobnie jak przy wyprowadzaniu zależności (14), przy wyprowadzaniu zależności (16) zakłada się, że podczas wybuchu niespalona mieszanina ulega sprężaniu adiabatycznemu.

2.4. Wpływ turbulencji

Wybuchy mieszanin pyłowo-powietrznych w zamkniętej objętości są nierozłącznie związane z turbulencją mieszaniny bezpośrednio przed zainicjowaniem wybuchu i w czasie jego rozwoju. Wytworzenie jednorodnego obłoku wymaga czynnika powodującego rozpylenie ściśle określonej ilości pyłu. Najczęściej czynnikiem tym jest sprężone powietrze, powodujące wdmuchanie pyłu do przestrzeni roboczej komory. Gwałtowny przepływ powietrza wywołuje silną turbulencję. Z tego powodu w przypadku mieszanin pyłowych szybkość spalania S_u w modelu Dahoe'a (9) nie jest laminarną szybkością spalania S_L , a raczej szybkością turbulentną. Do oznaczenia laminarnej szybkości spalania potrzebna jest znajomość wpływu turbulencji na szybkość spalania mieszaniny pyłowo-powietrznej. W literaturze można znaleźć bardzo wiele prób opisanie tej zależności. Poniżej podano dwie, które zostały wykorzystane w niniejszym artykule.

Często stosowaną zależnością jest równanie podane przez Braya (1990)

$$S_u = 15,1 S_L^{0,784} u'_{rms}{}^{0,412} l_I^{0,196}$$
(17)

W równaniu tym, oprócz laminarnej S_L i turbulentnej S_u szybkości spalania, występuje średniokwadratowa prędkość pulsacyjna u'_{rms} i całkowita skala długości l_I .

Dahoe (2000), posługując się metodami analizy wymiarowej wyprowadził inną relację wiążącą laminarną i turbulentną szybkość spalania, a także podobną relację dla grubości laminarnej δ_L i turbulentnej δ_T płomienia:

$$\frac{S_u}{S_L} = 1 + \mathbf{Da}^{a'} \left(\frac{u'_{rms}}{S_L} \right)^{b'}$$

$$\frac{\delta_T}{\delta_L} = 1 + \mathbf{Da}^{a''} \left(\frac{l_I}{\delta_L} \right)^{b''}$$
(18)

W równaniu (18) \mathbf{Da} jest liczbą Damköhlera zdefiniowaną jako

$$\mathbf{Da} = \frac{\frac{l_t}{u'_{rms}}}{\frac{\delta_L}{S_L}} \quad (19)$$

Wielkości u'_{rms} i l_t w równaniach (17–19) były obliczane z relacji empirycznych dla komory sferycznej 20-l, uzyskane przez Dahoe'a (2000):

$$\frac{u'_{rms}}{u'^0_{rms}} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^n$$

$$\ln\left(\frac{l_t}{l_t^0}\right) = a_1 \ln\left(\frac{t}{t_0}\right) + a_2 \left[\ln\left(\frac{t}{t_0}\right)\right]^2 \quad (20)$$

gdzie: u'^0_{rms} , t_0 , l_t^0 , a_1 i a_2 są stałymi, których wartości zostały wyznaczone eksperymentalnie.

3. EKSPERYMENTALNE WYZNACZANIE ZMIAN CIŚNIENIA WYBUCHU

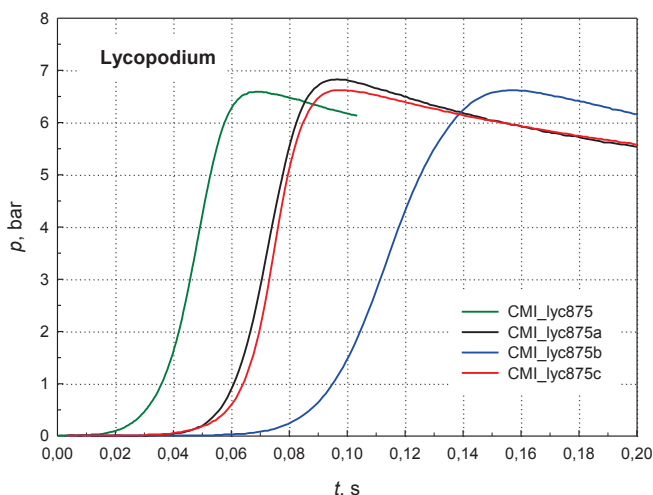
Model Dahoe'a zawiera kilka nieznanymi parametrów. Parametry te można wyznaczyć doświadczalnie przez dopasowanie przebiegu zmian ciśnienia opisanych zależnością (9) do przebiegów doświadczalnych z wykorzystaniem relacji dodatkowych (14) lub (16), (17) lub (18) oraz (19).

Aby wyznaczyć laminarną szybkość spalania mieszaniny pyłowo-powietrznej, przy użyciu opisanego wyżej modelu Dahoe'a, wykonano serię doświadczeń w standardowej 20-l sferycznej komorze badawczej. W badaniach stosowano skrobię kukurydzianą i zarodniki lycopodium. W rezultacie otrzymano dwa zestawy wyników obejmujących zmiany ciśnienia w czasie wybuchu w komorze sferycznej 20-l, w warunkach jak w modelu Dahoe'a. W przypadku obu pyłów wybuchy przeprowadzono w szerokim zakresie koncentracji nominalnych.

Rodzaj i energia źródła zapłonu wpływa nie tylko na inicjację wybuchu pyłu, ale również na następującą po niej propagację płomienia. Z tego powodu jednym z podstawowych założeń modelu Dahoe'a jest punktowość źródła zapłonu i jego zanedbywalnie mała energia, która nie wpływa bezpośrednio na przebieg wybuchu. Szybkość spalania jest szacowana, przy założeniu uproszczonej, sferycznej propagacji płomienia od umieszczonego centralnie źródła zapłonu w kierunku ścian komory doświadczalnej. Źródło zapłonu wykorzystywane do tego typu badań powinno dostarczać odpowiednią ilość energii, ale jednocześnie jej uwolnienie nie powinno wprowadzać znacznych zakłóceń we wczesnej fazie propagacji płomienia wybuchu. Aby sprostać tym wymaganiom, do inicjowania wybuchów w komorze 20-l użyto wyładowania iskrowego o energii 6 J.

4. CZAS INDUKCJI WYBUCHU

Przegląd uzyskanych danych doświadczalnych wykazał konieczność wprowadzenia do modelu jeszcze jednego parametru określającego czas potrzebny do zainicjowania wybuchu, liczony od momentu wygenerowania iskry elektrycznej (rys. 1). Na rysunku tym przedstawiono przebiegi ciśnienia wybuchu pyłu lycopodium, uzyskane przy takich samych koncentracjach nominalnych. Znaczne przesunięcia przebiegów na osi czasu wskazują, że zapoczątkowanie poszczególnych wybuchów następowało w niektórych przypadkach po upływie znaczącego czasu, wynoszącego nawet 60 ms. Takiego zachowania nie uwzględnia model Dahoe'a i dlatego było konieczne wprowadzenie parametru korygującego, odgrywającego rolę swego rodzaju czasu indukcji wybuchu t_i . Parametr taki został wprowadzony do równań modelu i był wyznaczany w opisaney niżej procedurze aproksymacyjnej.



Rys. 1. Porównanie kilku przebiegów ciśnienia wybuchu pyłu lycopodium w tych samych warunkach, przy koncentracji nominalnej C_n wynoszącej 875 g/m³

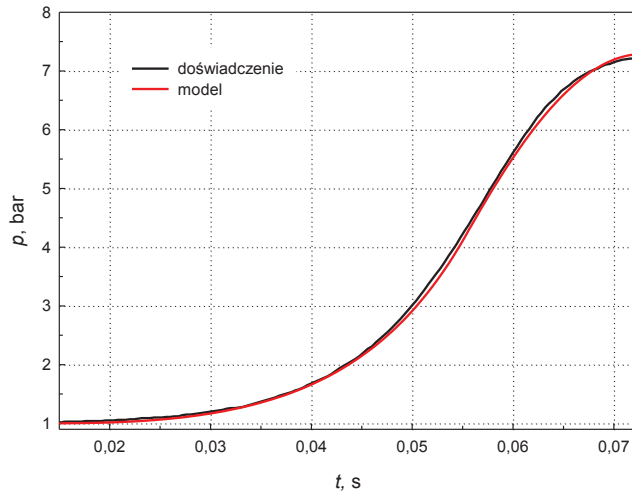
Fig. 1. Pressure histories of lycopodium measured in the same conditions; nominal dust concentration $C_n = 875 \text{ g/m}^3$

5. DOPASOWANIA PARAMETRÓW MODELU – LAMINARNA SZYBKOŚĆ SPALANIA

Model Dahoe'a, wraz z relacjami uzupełniającymi, został wykorzystany do wyznaczenia nieznanych parametrów, w szczególności do wyznaczenia laminarnej szybkości spalania mieszaniny pyłowo-powietrznej i grubości płomienia wybuchu. Problem polegał na znalezieniu najlepszej zgodności, w sensie χ^2 , funkcji opisującej zmiany ciśnienia w czasie z przebiegami doświadczalnymi, przy czym funkcja ta była dana równaniem różniczkowym zwyczajnym pierwszego rzędu (9). W początkowym etapie prac było używane całkowicie oryginalne oprogramowanie, łącznie z procedurą dopasowywania funkcji nieliniowej z zastosowaniem algorytmu Levenberga-

-Marquardta. W późniejszym etapie, kiedy stosowano bardziej złożone modele, z większą liczbą parametrów, prosta procedura dopasowywania okazała się niewystarczająca. Z tego powodu zastąpiono ją pakietem oprogramowania MINUIT (James) udostępnionym przez Europejskie Centrum Badań Fizyki Wysokich Energii (CERN) w Genewie.

Typowy przykład dopasowania zmian ciśnienia wybuchu przedstawiono na rysunku 2. Wynika z niego, że zastosowana procedura dopasowywania pozwalała na uzyskiwanie dobrej zgodności przewidywań modelu z danymi doświadczalnymi.

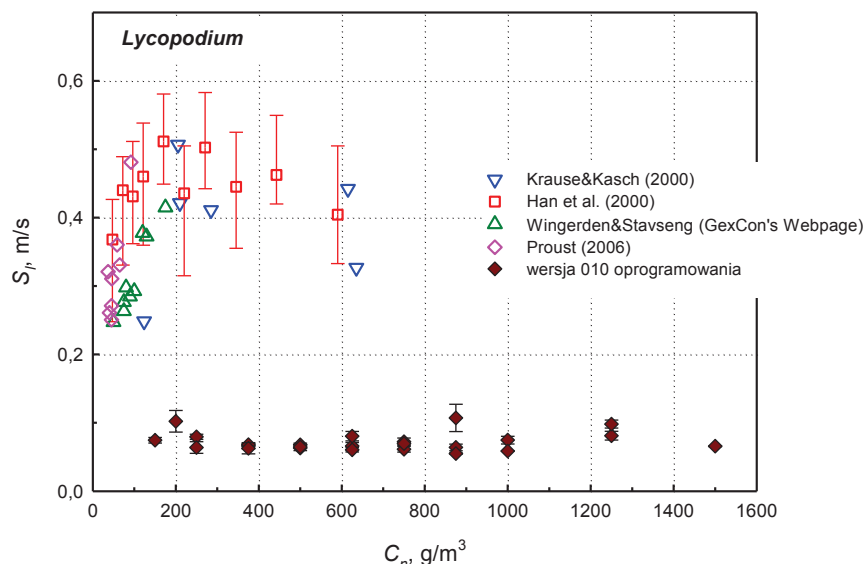


Rys. 2. Przykład dopasowania modelu Dahoe'a do danych doświadczalnych; wybuch pyłu lycopodium, przy koncentracji nominalnej C_n wynoszącej 1000 g/m^3

Fig. 2. An example of fitting the model prediction to the experimental data; nominal dust concentration $C_n = 1000 \text{ g/m}^3$

W ramach prowadzonych badań opracowano kilka wariantów modelu i relacji uzupełniających, a do ich rozwiązania stosowano różne techniki numeryczne. Każdy z wariantów otrzymywał swój numer, identyfikujący przyjęte założenia i zastosowany sposób rozwiązania. W dalszej części artykułu przedstawiono wyniki otrzymane za pomocą dwóch wariantów modelu: wersji najprostszej i wersji najbardziej złożonej.

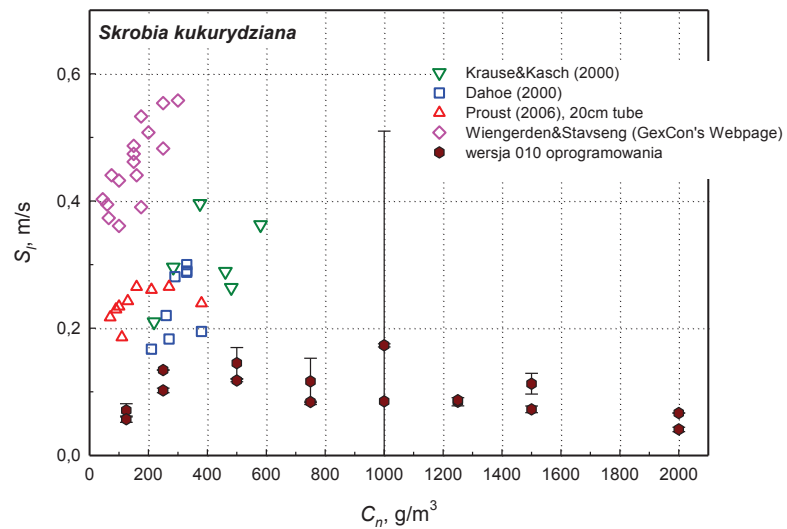
W wersji 010 założono najprostszą zależność laminarnej szybkości spalania od temperatury i ciśnienia (14). Turbulentną prędkość spalania wyznaczano z relacji Braya (17). Czas indukcji był traktowany jako dodatkowy parametr modelu. Wyniki uzyskane w ten sposób przedstawiono na rysunkach 3 i 4. Oprócz wyników dopasowania na rysunkach zamieszczono także literaturowe wartości laminarnej szybkości spalania lycopodium i skrobi kukurydzianej otrzymane innymi metodami.



Rys. 3. Laminarna szybkość spalania S_L dla różnych koncentracji nominalnych C_n pyłu lycopodium, wyznaczona za pomocą wersji 010 programu w zestawieniu z danymi literaturowymi

Fig. 3. The laminar burning velocity for different nominal concentration of lycopodium calculated with model version 010. For comparison, data from literature also included

Wartości laminarnej prędkości spalania przedstawione na rysunkach 3 i 4 były znacznie mniejsze od wyników podanych w literaturze, uzyskanych w innych badaniach pyłów lycopodium i skrobi kukurydzianej. W przypadku lycopodium, ze wzrastającą koncentracją nominalną pyłu wartości otrzymane w innych badaniach wykazały wzrost laminarnej szybkości spalania, która wynosiła 0,5 m/s, przy koncentracji około 200 g/m³. Przy większych koncentracjach zaznaczał się słaby spadek laminarnej szybkości spalania. Wyniki uzyskane w ramach opisywanej pracy wykazały praktycznie brak zależności S_L od koncentracji nominalnej pyłu. W szerokim zakresie koncentracji, wartości laminarnej szybkości spalania utrzymywały się na poziomie 0,06–0,1 m/s, tzn. były ponad pięciokrotnie mniejsze od odpowiednich wartości uzyskanych w innych badaniach. W przypadku skrobi kukurydzianej rozbieżność między obecnie uzyskanymi wynikami i danymi zaczerpniętymi z literatury była mniejsza. Gorsza jednak była zgodność między wynikami uzyskanymi przez poszczególnych autorów. Wartości S_L uzyskane w ramach opisywanej pracy wykazują typową zależność od koncentracji nominalnej pyłu, z maksimum przy koncentracji około 500 g/m³.



Rys. 4. Laminarna szybkość spalania S_L dla różnych koncentracji nominalnych skrobi kukurydzianej wyznaczona za pomocą wersji 010 programu w zestawieniu z danymi literaturowymi

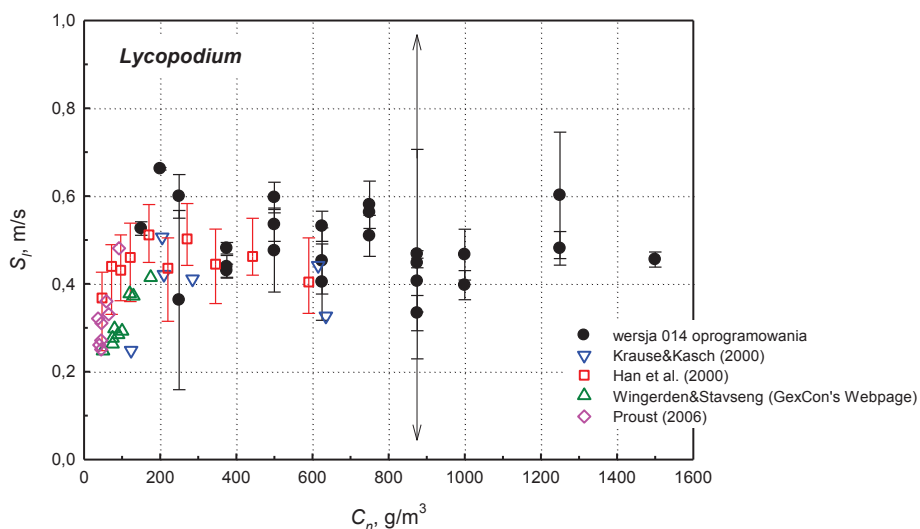
Fig. 4. The laminar burning velocity for different nominal concentration of maize starch calculated with model version 010. For comparison, data from literature also included

W wersji 014 modelu przyjęto, że zarówno laminarna szybkość spalania, jak i grubość płomienia zależą od temperatury i ciśnienia zgodnie z (16). Wprowadzono też relacje Dahoe'a (18) dla turbulentnej szybkości spalania i grubości płomienia turbulentnego. Podobnie, jak w wersji poprzedniej, czas indukcji był traktowany jako dodatkowy parametr modelu. Wyniki uzyskane w ten sposób przedstawiono na rysunkach 5 i 6. Na rysunkach tych zamieszczono także te same, co poprzednio, literaturowe wartości laminarnej szybkości spalania lycopodium i skrobi kukurydzianej.

W przypadku obu pyłów wyznaczone wartości laminarnej szybkości spalania były bliższe spodziewanych wartości. Potwierdziła to dobra zgodność z wynikami badań cytowanymi w literaturze, w których stosowano inne metody pomiaru. Zwracają uwagę nieco większe niepewności pomiarów w porównaniu z wynikami otrzymanymi przy zastosowaniu wersji 007 modelu. Wiąże się to prawdopodobnie ze znacznie większą liczbą dopasowywanych parametrów w wersji 014 modelu. Zaskakującym wynikiem są wartości S_L uzyskane dla skrobi. W żadnym z opisanych w literaturze badań nie uzyskiwano wartości większych niż 0,6 m/s. Rozstrzygnięcie, czy tak duże wartości są wynikiem nieprawidłowych założeń przyjętych dla modelu, czy też rzeczywiście jest to cecha mieszanin pyłu skrobi kukurydzianej z powietrzem, wymaga wykonania dalszych badań.

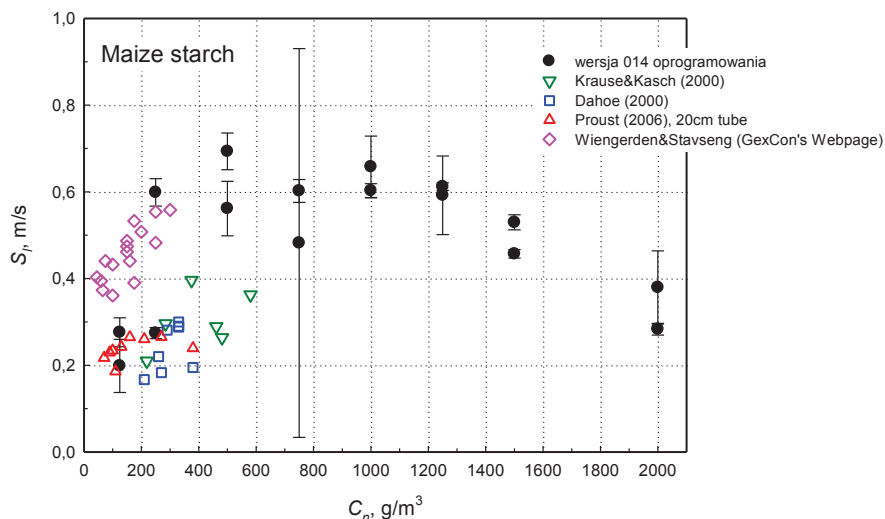
Warto podkreślić, że metoda wyznaczania laminarnej szybkości spalania w mieszaninach pyłowo-powietrznych, polegająca na wykorzystywaniu przebiegów zmian ciśnienia wybuchu w zamkniętej, sferycznej komorze, ma bardzo istotną zaletę. Jako jedyna z dostępnych metod pozwala na wyznaczanie tego parametru w mieszaninach o bardzo dużych koncentracjach pyłu. Stosując inne metody nie uzyskano wyników

przy koncentracjach wyższych niż 600 g/m^3 . Ma to bardzo istotne znaczenie w aspekcie wspomnianych wcześniej sposobów wykorzystania laminarnej szybkości spalania.



Rys. 5. Laminarna szybkość spalania S_L dla różnych koncentracji nominalnych pyłu lycopodium wyznaczona za pomocą wersji 014 programu w zestawieniu z danymi literaturowymi

Fig. 5. The laminar burning velocity for different nominal concentration of lycopodium calculated with model version 014. For comparison, data from literature also included



Rys. 6. Laminarna szybkość spalania S_L dla różnych koncentracji nominalnych skrobi kukurydzianej wyznaczona za pomocą wersji 014 programu w zestawieniu z danymi literaturowymi

Fig. 6. The laminar burning velocity for different nominal concentration of maize starch calculated with model version 014. For comparison, data from literature also included

PODSUMOWANIE

Metoda wyznaczenia laminarnej szybkości spalania mieszanin pyłowo-powietrznych na podstawie wyników wybuchów w sferycznej komorze badawczej i modelu takiego wybuchu, bazującego na zasadach zachowania masy, pędu i energii w ujęciu całkowym, daje dobre rezultaty. Pozwala ona na stosunkowo łatwe wyznaczanie parametru, który odgrywa podstawową rolę w procesie modelowania wybuchów mieszanin pyłowo-powietrznych. Opracowanie skutecznej metody wyznaczania S_L wymaga jednak dalszych badań. Jak wykazały przedstawione wyniki, uzyskiwane wartości S_L w bardzo znacznym stopniu zależą od wyboru relacji pomiędzy laminarną i turbulentną szybkością spalania. Konieczne jest zgromadzenie wyników dla większej liczby pyłów o różnych właściwościach wybuchowych i porównanie ich z wynikami uzyskanymi za pomocą innych metod. Szczególnie interesujące byłoby porównanie pyłów metali, w których mechanizm propagacji frontu płomienia wybuchu jest inny niż w przypadku pyłów organicznych.

Literatura

1. Bradley D., Mitcheson A. (1976): *Mathematical solutions for explosions in spherical vessels*. Combustion & Flame Vol. 26.
2. Bradley D., Lawes M., Scott M.J., Mushi E.M.J. (1994): *Afterburning in spherical premixed turbulent explosions*. Combustion & Flame Vol. 99.
3. Bray K.N.C. (1990): *Studies of the turbulent burning velocity* Proceedings of Royal Society London Vol. 431.
4. Dahoe A.F. (2000): *Dust explosions: a study of flame propagation*. Ph.D. Thesis. Technical University of Delft.
5. Dahoe A.F., de Goey L.P.H. (2003): *On the determination of the laminar burning velocity from closed vessel gas explosions*. Journal of Loss Prevention in the Process Industries Vol. 16.
6. Eschenbach R.C., Agnew J.T. (1958): Combustion & Flame Vol. 2.
7. Evans A.A. (1992): Tran. I. Chem. E. 70(B3).
8. Han O.S. i in. (2000): *Behaviour of flames propagating through lycopodium dust clouds in a vertical duct*. Journal of Loss Prevention in the Process Industries Vol. 13.
9. James F.: *MINUIT Function Minimization and Error Analysis*. Reference Manual. CERN Program Library Long Writeup D506 GERN Geneva.
10. Krause U., Kasch T. (2000): *The influence of flow and turbulence on flame propagation through dust-air mixtures*. Journal of Loss Prevention in the Process Industries Vol. 13.
11. Lewis B., von Elbe G. (1987): *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, third edition. Academic Press.
12. Lipatnikov A.N., Chomiak J. (2002): *Turbulent flame speed and thickness: phenomenology, evaluation, and application in multi-dimensional simulations*. Progress in Energy and Combustion Science Vol. 28.
13. Manton J., von Elbe G., Lewis B. (1953): *Forth Symposium (International) on Combustion*. Baltimore, Williams & Wilkins.
14. Nagy J., Verakis H.C. (1983): *Development and Control of Dust Explosions*. New York Inc. Marcel Dekker.
15. Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A., Vetterling W.T. (1989): *Numerical Recipes in Pascal*. Cambridge University Press.

16. Proust Ch. (2006): *Flame propagation and combustion in some dust-air mixtures*. Journal of Loss Prevention in the Process Industries Vol. 19.
17. Skjold T. (2003): *Selected aspects of turbulence and combustion in 20-litre explosion vessels*. Thesis. Department of Physics University of Bergen.
18. Tamanini F. (1993): *Modeling of turbulent unvented gas/air explosions*. Progress in Aeronautics and Astronautics 154.
19. Van Wingerden K., Stavseng L.: *Measurement of the laminar burning velocities in dust-air mixtures*. GexCon's Webpage.
20. Zimont V.L. (2000): *Gas premixed combustion at high turbulence. Turbulence flame closure combustion model*. Experimental Thermal and Fluid Science 21.

Recenzent: prof. dr hab. Kazimierz Lebecki