

IMPLOZJA FALI DETONACYJNEJ W MIESZANINIE GAZOWEJ

JERZY TYL

Institut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy, Warszawa

EDWARD WŁODARCZYK

Wojskowa Akademia Techniczna, Warszawa

1. Wstęp

Implodujące fale uderzeniowe (FU) i implodujące fale detonacyjne (FD) należą do najbardziej znanych procesów kumulacyjnych. W otoczeniu centrum ich ogniskowania powstają pola fizyczne o bardzo wysokich parametrach. Pierwsze — klasyczne rozwiązania opisujące ich propagację przedstawiono w pracach [1 i 2]. Otrzymano tzw. rozwiązania samopodobne, charakteryzujące procesy koncentracji FU i FD w gazie politropowym. W przypadku zbieżnych FD fundamentalną pracą, na którą powołują się liczni autorzy, jest publikacja [3]. Wyjaśniono w niej szczegółowo istotę procesu kumulacji FD i przedstawiono opis początkowej fazy koncentracji cylindrycznej FD w stałym materiale wybuchowym. Jedną z pierwszych i podstawowych prac dotyczących procesu implozji FD w gazach jest praca [4], w której badano doświadczalnie i analizowano teoretycznie proces zbiegania się cylindrycznej FD w mieszaninie acetylen-tlen. W przeglądowej publikacji [5] dokonano dość szczegółowego omówienia aktualnego stanu teoretycznych i eksperymentalnych badań implodujących FD. Wykazano, że opublikowane prace nie dają pełnej informacji o zjawisku. Stwierdzono, że wiele z nich opiera się na uproszczeniach i hipotezach, które zawężają obszar zastosowań otrzymanych rozwiązań lub są niezgodne z rzeczywistością.

We wszystkich dostępnych publikacjach, których przedmiotem teoretycznych analiz były implodujące FD w mieszaninach gazowych [4,6 ÷ 18], właściwości fizyczne produktów detonacji (PD) opisywano za pomocą równania stanu gazu doskonałego (Clapeyrona). Równanie to wyprowadza się przy zaniedbaniu rozmiarów drobin i sił oddziaływania między drobinami. Do opisu stanu PD równanie Clapeyrona stosuje się w przypadku gdy średnia energia potencjalna oddziaływania cząsteczek jest dużo mniejsza od ich energii kinetycznej tj. dla PD o małych gęstościach [19].

W prezentowanej pracy analizę implozji FD przeprowadzimy wykorzystując równanie stanu Abela, które lepiej niż równanie Clapeyrona opisuje właściwości PD gazowych mieszanin wybuchowych o dużych ciśnieniach (gęstościach) początkowych. Równanie to pozwala, między innymi, wytłumaczyć obserwowaną w doświadczeniach zależność prędkości FD od początkowej gęstości mieszaniny wybuchowej $D = D(\rho_0)$ [20].

W pracach [8, 9, 14÷16] skonstruowano rozwiązania problemu koncentracji FD w mieszaninach gazowych zakładając, że wydzielane ciepło reakcji chemicznych rośnie w trakcie procesu proporcjonalnie do kwadratu prędkości czoła FD: $Q \sim D^2$. Dla tego przypadku na czole implodującej FD spełniony jest warunek Chapmana-Jougueta $|D| = |u| + c$ (u i c oznaczają odpowiednio: prędkości ruchu PD i dźwięku na czole FD). Wyniki teoretyczne otrzymane przy tym założeniu odbiegają jednak od rezultatów badań doświadczalnych (patrz np. [18]).

Podczas implozji FD w rzeczywistym gazie (gazowej mieszaninie wybuchowej) wraz ze wzrostem ciśnienia w strefie przemiany detonacyjnej zmieniają się warunki równowagi chemicznej. Konsekwencją tego faktu jest malenie, a nie zwiększanie się jak założono w pracach [8, 9, 14÷16], ciepła Q [21]. Dla zamodelowania tego efektu zakładamy w naszych analizach, że ciepło reakcji chemicznych maleje w trakcie procesu implozji od początkowej wartości Q_0 do zera.

Narzędziem analiz zawartych w niniejszej pracy jest metoda Chestera-Chisnella-Whit-hama (CCW) [22]. Metoda ta, przedstawiona w latach 50-tych, znajduje do dnia dzisiejszego liczne zastosowania. Znaczne poszerzenie możliwości wykorzystania metody CCW stwarza jej uogólnienie na przypadek dowolnego równania stanu badanego ośrodka [23]. Obszerny przegląd zastosowań metody CCW przedstawiono w pracach [22, 24, 25].

W pracach [4, 10, 13, 14, 18] zastosowano metodę CCW do analizy implodujących FD; zakładano przy tym, że termodynamiczny stan PD opisuje równanie gazu doskonałego. W publikacjach [4, 10, 13, 14] problem sprowadzono do analizy nieliniowego równania różniczkowego zwyczajnego, które całkowano numerycznie; w pracy [18] zaprezentowano rozwiązanie analityczne. Jak już wspomnieliśmy, w prezentowanej pracy zbadamy implozję FD za pomocą metody CCW dla przypadku gdy właściwości termodynamiczne PD opisuje równanie stanu Abla.

W rozdziale drugim przedstawiamy ogólne sformułowanie problemu. Rozdział trzeci zawiera rozwiązania opisujące zależności gazodynamicznych parametrów na czole FD od jego położenia. W rozdziale czwartym dokonano analizy wyników obliczeń, a w rozdziale piątym podsumowano zawarte w pracy rozważania.

2. Sformułowanie problemu

Zgodnie z metodą CCW na czole implodującej FD powinny być spełnione jednocześnie prawa zachowania: masy, pędu i energii, równanie stanu PD oraz różniczkowy związek obowiązujący wzdłuż charakterystyki propagującej się w kierunku czoła FD. Równania opisujące zbieganie się FD można zatem przedstawić w następującej postaci [18]:

$$\varrho(D-u) = \varrho_0 D, \quad (2.1)$$

$$p = p_0 + \varrho_0 D u, \quad (2.2)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{1}{2}(p+p_0)\left(\frac{1}{\varrho_0} - \frac{1}{\varrho}\right) + Q, \quad (2.3)$$

$$p = p(\varrho, \varepsilon), \quad (2.4)$$

$$\frac{dp}{\rho c} - du + \frac{cu}{u-c} \cdot \frac{vdr}{r} = 0, \quad (2.5)$$

gdzie symbole p , ρ , ε i Q oznaczają, odpowiednio, ciśnienie i gęstość PD na czole FD oraz energię wewnętrzną i ciepło wybuchu odniesione do jednostki masy; v jest współczynnikiem symetrii ($v = 1$ — symetria cylindryczna, $v = 2$ — symetria sferyczna), a r oznacza współrzędną Eulera czoła FD.

Indeksem „0” wyróżniono parametry przed czołem FD. W związku ze spełnieniem warunków $p \gg p_0$ oraz $\varepsilon \gg \varepsilon_0$ w dalszych rozważaniach przyjęto: $p_0 = \varepsilon_0 = 0$. Założono również, że mieszanina wybuchowa jest w spoczynku ($u_0 = 0$).

Do opisu fizycznych właściwości PD wykorzystano równanie stanu (2.4) w formie zaproponowanej przez Abła:

$$p \left(\frac{1}{\rho} - \alpha \right) = \frac{RT}{\mu}, \quad (2.6)$$

gdzie $R = 8,314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ jest uniwersalną stałą gazową, μ oznacza średnią masę molową PD, T — temperaturę, α jest stałą uwzględniającą objętość molekuł zwaną kowolumenem.

Gdy molowe ciepło właściwe przy stałej objętości nie zależy od temperatury ($c_v = \text{const}$) równanie (2.6) można sprowadzić do postaci:

$$p \left(\frac{1}{\rho} - \alpha \right) = (\gamma - 1)\varepsilon, \quad (2.7)$$

gdzie:

$$\varepsilon = \frac{1}{\mu} c_v T,$$

$$\gamma = 1 + \frac{R}{c_v}.$$

Analizę obliczeniową w prezentowanej pracy prowadzimy dla mieszaniny $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Stałe współczynniki w równaniu (2.7) dla tej mieszaniny przyjmują następujące wartości: $\alpha = 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$, $\gamma = 1,2$ [20].

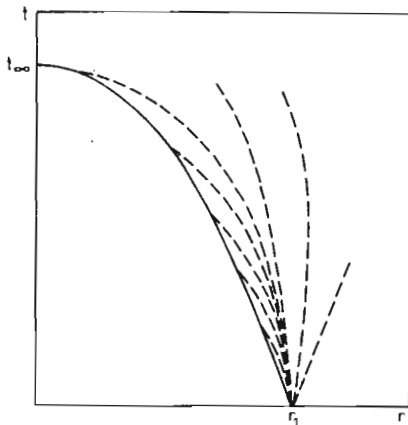
Zakładamy, że ciepło wybuchu zmienia się podczas implozji FD według następującego prawa:

$$Q = Q_0 \left(\frac{r}{r_1} \right)^k, \quad (2.8)$$

gdzie r_1 oznacza początkowe położenie czoła FD, k jest stałym parametrem (w obliczeniach przyjmiemy następujące wartości stałej k : 0; 0,2; 0,5).

Poglądowy obraz rozpatrywanego ruchu w płaszczyźnie (r, t) pokazano na rys. 1. Linią ciągłą oznaczono trajektorię czoła FD, a liniami przerywanymi propagujące się w kierunku czoła fali (ujemne) charakterystyki.

Na rysunku nie zaznaczono charakterystyk wychodzących z czoła FD. Zgodnie z założeniami metody CCW [22, 24] oraz rozważaniami zawartymi w pracy [3] propagujące się wzdłuż nich zaburzenia nie wpływają na ruch czoła fali.



Rys. 1. Poglądowy obraz propagacji koncentrycznej fali detonacyjnej w płaszczyźnie (r, t)

Początkowe parametry implodującej FD w rozpatrywanym problemie określone są przez parametry normalnej FD — oznaczono je indeksem CJ (Chapman-Jouguet). Rozwiązanie układu równań (2.1) ÷ (2.8) uzupełnionego warunkami początkowymi pozwala określić zależności parametrów gazodynamicznych na czole implodującej detonacji w funkcji aktualnego położenia czoła.

3. Rozwiązanie problemu

Parametry normalnej FD, dla przypadku gdy właściwości PD opisuje równanie (2.7), określone są następującymi wzorami:

$$|D_{CJ}| = \frac{\sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q}}{1 - \alpha\varrho_0},$$

$$u_{CJ} = \frac{1 - \alpha\varrho_0}{\gamma + 1} D_{CJ}, \quad p_{CJ} = \frac{\varrho_0(1 - \alpha\varrho_0)D_{CJ}^2}{\gamma + 1}, \quad (3.1)$$

$$c_{CJ} = \frac{\gamma + \alpha\varrho_0}{\gamma + 1} |D_{CJ}|, \quad \varrho_{CJ} = \varrho_0 \frac{\gamma + 1}{\gamma + \alpha\varrho_0}.$$

Gdy zależność $Q = Q(r)$ określa wzór (2.8) parametry te zmieniają się podczas implozji FD według następujących praw:

$$D_{CJ} = D_{CJ1} \left(\frac{r}{r_1} \right)^{k/2},$$

$$u_{CJ} = u_{CJ1} \left(\frac{r}{r_1} \right)^{k/2}, \quad c_{CJ} = c_{CJ1} \left(\frac{r}{r_1} \right)^{k/2}, \quad (3.2)$$

$$p_{CJ} = p_{CJ1} \left(\frac{r}{r_1} \right)^k, \quad \varrho_{CJ} = \varrho_{CJ1},$$

gdzie D_{CJ1} , u_{CJ1} , c_{CJ1} , p_{CJ1} i ϱ_{CJ1} oznaczają parametry normalnej FD dla $r = r_1$.

Po wykorzystaniu zależności (3.1) oraz związków (2.1)÷(2.3) parametry na czole implozującej FD można wyrazić przez prędkość ruchu PD za pomocą wzorów:

$$\begin{aligned} \frac{D}{D_{CJ}} &= \frac{q^2+1}{2q}, \\ \frac{p}{p_{CJ}} &= \frac{q^2+1}{2}, \\ \frac{c}{c_{CJ}} &= \frac{(\gamma-1+2\alpha\varrho_0)q^2+\gamma+1}{(\gamma+\alpha\varrho_0)\sqrt{\frac{2}{\gamma}[(\gamma-1)q^2+\gamma+1]}}, \\ \frac{\varrho}{\varrho_{CJ}} &= \left[\frac{\gamma+1}{\gamma+\alpha\varrho_0} - \frac{2(1-\alpha\varrho_0)}{\gamma+\alpha\varrho_0} \cdot \frac{q^2}{q^2+1} \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

gdzie:

$$q = \frac{u}{u_{CJ}},$$

W porównaniu z odpowiednimi zależnościami obowiązującymi dla przypadku gdy właściwości PD opisuje równanie gazu doskonałego [18] nie ulegają zmianie relacje (3.3)₁ i (3.3)₂ (inne są natomiast wartości D_{CJ} i p_{CJ}).

Podstawiając związki (3.3) do równania (2.5) (uwzględniając, że w przyjętym układzie współrzędnych — rys. 1, jest: $u < 0$, $D < 0$ a parametry normalnej FD zależą od r — wzory (3.2)) po wykonaniu przekształceń otrzymujemy:

$$f_A(q) dq = -\frac{dr}{r} [\nu + k f_B(q)], \quad (3.4)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} f_A &= \frac{1}{q} + \frac{\frac{2}{\gamma}[(\gamma-1)q^2+\gamma+1](1-\alpha\varrho_0)q}{(q^2+1)[(\gamma-1+2\alpha\varrho_0)q^2+\gamma+1]} + \frac{\sqrt{\frac{2}{\gamma}[(\gamma-1)q^2+\gamma+1]}}{q^2+1} + \\ &\quad + \frac{(1-\alpha\varrho_0)\sqrt{\frac{2}{\gamma}[(\gamma-1)q^2+\gamma+1]}}{(\gamma-1+2\alpha\varrho_0)q^2+\gamma+1}, \\ f_B &= \frac{1}{2} + \frac{q\sqrt{\frac{1}{2\gamma}[(\gamma-1)q^2+\gamma+1]}(1-\alpha\varrho_0)}{(\gamma-1+2\alpha\varrho_0)q^2+\gamma+1} + \\ &\quad + \frac{(1-\alpha\varrho_0)[(\gamma-1)q^2+\gamma+1]}{\gamma[(\gamma-1+2\alpha\varrho_0)q^2+\gamma+1]} + \sqrt{\frac{(\gamma-1)q^2+\gamma+1}{2\gamma q^2}}. \end{aligned}$$

Po scałkowaniu równania (3.4) z warunkiem początkowym $q(r=r_1) = 1$ znajdujemy zamknięte rozwiązanie problemu w postaci odwrotnej:

$$\frac{r}{r_1} = \exp \left\{ - \int_1^q \frac{f_A(q')}{\nu + k f_B(q')} dq' \right\}. \quad (3.5)$$

Ze wzorów (3.3) i (3.5) można określić zależności: $u(r)$, $D(r)$, $p(r)$, $c(r)$ i $\varrho(r)$.

Gdy ciepło wybuchu jest stałe podczas implozji FD ($k = 0$) rozwiązanie przyjmuje następującą postać:

$$\frac{\exp \left\{ -\frac{2}{\sqrt{\gamma}} \left[\operatorname{arctg} \left(q \sqrt{\frac{2}{(\gamma-1)q^2 + \gamma + 1}} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \right] \right\}}{q \left(\frac{q^2 + 1}{2} \right)^{1/\gamma} \left(\frac{q + \sqrt{q^2 + \frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}{1 + \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}} \right) \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}^{(1+w_2)}} \cdot \frac{\left[\frac{q^2 w_0 + \gamma + 1}{2(\gamma + \alpha \varrho_0)} \right]^{w_1}}{\left[\frac{(1+w_3)(1-w_4)}{(1-w_3)(1+w_4)} \right]^{w_5}} = \left(\frac{r}{r_1} \right)^\nu, \quad (3.6)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} w_0 &= \gamma - 1 + 2\alpha\varrho_0, \\ w_1 &= \frac{(\gamma + 1)\alpha\varrho_0}{\gamma w_0}, \\ w_2 &= \frac{(\gamma - 1)(\gamma + \alpha\varrho_0)}{\gamma w_0} - 1, \\ w_3 &= \sqrt{\frac{2\alpha\varrho_0}{w_0 + (\gamma + 1)/q^2}}, \\ w_4 &= \sqrt{\frac{\alpha\varrho_0}{\gamma + \alpha\varrho_0}}, \\ w_5 &= \frac{1 - \alpha\varrho_0}{w_0^{3/2}} \sqrt{\frac{(\gamma - 1)\alpha\varrho_0}{\gamma}}. \end{aligned}$$

Dla $\alpha = 0$ mamy $w_0 = \gamma - 1$, $w_1 = w_2 = w_3 = w_4 = w_5 = 0$ a zależność (3.6) przyjmuje postać rozwiązania uzyskanego dla przypadku gdy właściwości PD opisuje równanie stanu gazu doskonałego [18].

Wzory (3.2)÷(3.4) pozwalają określić explicite współczynniki charakteryzujące przyrost wartości parametrów na czole implodującej FD $\left(a_z = -\frac{d \ln |z|}{d \ln r}, z = u, D, \dots [23] \right)$. Mają one postać:

$$\begin{aligned} a_u &= \frac{\nu + k f_B(q)}{q f_A(q)} - \frac{k}{2}, \\ a_D &= \frac{\nu + k f_B(q)}{q f_A(q)} \cdot \frac{q^2 - 1}{q^2 + 1} - \frac{k}{2}, \\ a_p &= \frac{\nu + k f_B(q)}{f_A(q)} \cdot \frac{2q}{q^2 + 1} - k. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Łącznie z rozwiązaniem (3.5) wzory (3.7) określają relacje typu $a_z = a_z\left(\nu, \gamma, \alpha, \varrho_0, \frac{r}{r_1}\right)$.

Na podstawie wzorów (3.7) otrzymuje się asymptotyczne wartości współczynników:

— dla początkowej fazy implozji FD ($r \simeq r_1, q \simeq 1$):

$$\begin{aligned} a_u &= \frac{\nu(\gamma + \alpha\varrho_0)}{2(\gamma + 1)} + \frac{k}{4}, \\ a_D &= -\frac{k}{2}, \\ a_p &= \frac{\nu(\gamma + \alpha\varrho_0)}{2(\gamma + 1)} - \frac{k}{4}, \end{aligned} \tag{3.8}$$

— dla końcowego etapu zbiegania się FD ($r \rightarrow 0, q \rightarrow \infty$):

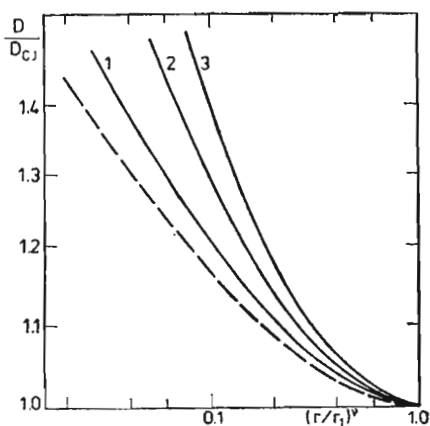
$$\begin{aligned} a_u &= \nu \left\{ 1 + \sqrt{\frac{2(\gamma - 1)}{\gamma}} \left[1 + \frac{1 - \alpha\varrho_0}{\gamma - 1 + 2\alpha\varrho_0} \cdot \left(1 + \sqrt{\frac{2(\gamma - 1)}{\gamma}} \right) \right] \right\}^{-1}, \\ a_D &= a_u, \quad a_p = 2a_u. \end{aligned} \tag{3.9}$$

Porównując współczynniki (3.8) i (3.9) ze znalezionymi w pracy [18] dla przypadku gdy właściwości PD opisuje równanie stanu gazu doskonałego ($\alpha = k = 0$) można ocenić wpływ wartości gęstości początkowej mieszaniny gazów (ϱ_0) i charakteru zmian ciepła Q na proces koncentracji fali. Ze wzorów (3.8) i (3.9) wynika, że dla realnych wartości stałej α ($\alpha > 0$) współczynniki a_z rosną ze wzrostem ϱ_0 . Oznacza to, że zwiększenie początkowej gęstości (ciśnienia) mieszaniny gazów powoduje przyrost wartości parametrów gazodynamicznych na czole implodującej FD. Wzory (3.8) pokazują, że malenie ciepła Q ($k > 0$) prowadzi w początkowej fazie zbiegania się FD do wzrostu prędkości ruchu PD na czole FD oraz malenia prędkości fali i ciśnienia na jej czole. W końcowej fazie implozji FD zachowuje się tak samo jak FU w związku z pomijalnie małym wpływem na ruch FD ciepła Q [1, 2]. Fakt ten wyrażają wzory (3.9); współczynniki a_z nie zależą od charakteru zmian Q (od wartości stałej k). Dla $\alpha = 0$ wartości współczynników (3.9) pokrywają się praktycznie ze znalezionymi w sposób ścisły przy pomocy rozwiązań samopodobnych (patrz [23]).

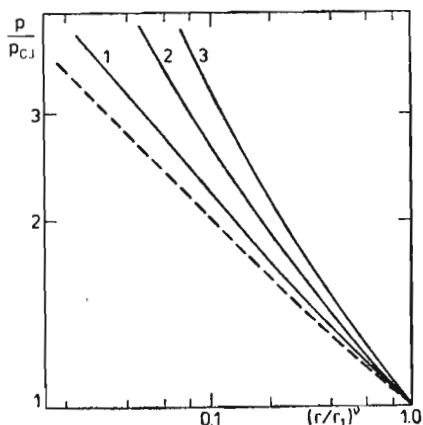
4. Analiza wyników obliczeń

W oparciu o rozwiązania przedstawione w rozdziale 3 wykonano obliczenia, których celem było zilustrowanie wpływu wartości początkowej gęstości mieszaniny $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ i charakteru zmian ciepła Q na proces zbiegania się FD.

Na rys. 2 i 3 wykreślono zależności, odpowiednio, $D(r)$ i $p(r)$, otrzymane przy założeniu $Q = \text{const}$ ($k = 0$). Wykorzystano w tym celu związki (3.3)₁, (3.3)₂ i (3.6). Dla porównania linią przerywaną zaznaczono rozwiązanie dla PD opisanych za pomocą równania stanu gazu doskonałego [18] (odpowiada przypadkowi $\alpha\varrho_0 \ll 1$). Przedstawione na rys. 2 i 3 zależności pokazują, że efekty kumulacyjne podczas implozji FD nasilają się przy wzro-



Rys. 2. Zależność prędkości czoła koncentrycznej fali detonacyjnej od położenia czoła w mieszaninie $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($k = 0$; 1- $\rho_0 = 100 \text{ kg/m}^3$, 2- $\rho_0 = 300 \text{ kg/m}^3$, 3- $\rho_0 = 500 \text{ kg/m}^3$)

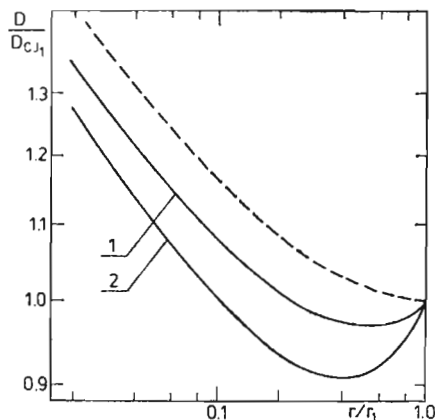


Rys. 3. Zależność ciśnienia na czole koncentrycznej fali detonacyjnej od położenia czoła w mieszaninie $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($k = 0$; 1- $\rho_0 = 100 \text{ kg/m}^3$, 2- $\rho_0 = 300 \text{ kg/m}^3$, 3- $\rho_0 = 500 \text{ kg/m}^3$)

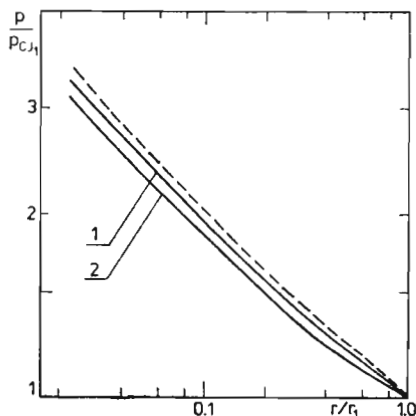
ście gęstości początkowej gazu ρ_0 . Jest to potwierdzenie wniosku sformułowanego w rozdziale 3 przy analizie wzorów (3.8) i (3.9).

W oparciu o wzory (3.3)₁, (3.3)₂ i (3.5) na rys. 4÷7 wykreślono zależności $D(r)$ i $p(r)$ dla $\nu = 1$ (symetria cylindryczna). Na rys. 4 i 5 przyjęto dodatkowo $\alpha = 0$. Z wykresów zaprezentowanych na rys. 4 i 5 wynika, że malenie ciepła wybuchu Q podczas zbiegania się FD powoduje zmniejszenie parametrów: D i p . Różnice, w porównaniu z rozwiązaniem dla $Q = \text{const}$ [18] (zaznaczonym linią przerywaną), są tym większe im większa jest wartość współczynnika k . Wpływ malenia wartości Q zaznacza się przede wszystkim w zależności $D(r)$. Powoduje, między innymi, zmniejszanie się prędkości FD w początkowym etapie jej implozji.

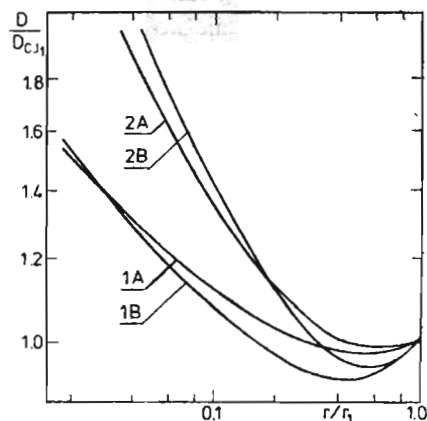
Rys. 6 i 7 przedstawiają zależności $D(r)$ i $p(r)$ dla przypadku: $\alpha \neq 0$ i $k \neq 0$. Wynika z nich, że przyrost wartości parametrów na czole FD zbiegającej się w mieszaninie $2\text{H}_2 + \text{O}_2$



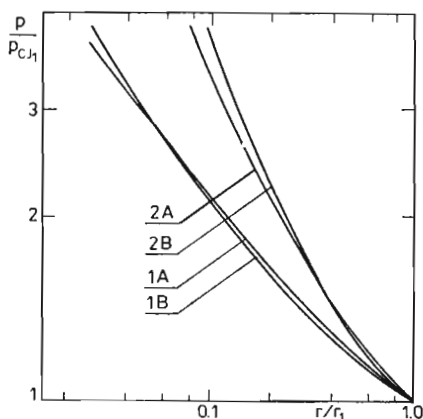
Rys. 4. Zależność prędkości czoła cylindrycznej fali detonacyjnej od położenia czoła w mieszaninie $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($\alpha = 0$; $1-k = 0,2$, $2-k = 0,5$)



Rys. 5. Zależność ciśnienia na czole cylindrycznej fali detonacyjnej od położenia czoła w mieszaninie $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($\alpha = 0$; $1-k = 0,2$, $2-k = 0,5$)



Rys. 6. Zależność prędkości czoła cylindrycznej fali detonacyjnej od położenia czoła w mieszaninie $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($1-\rho_0 = 100 \text{ kg/m}^3$, $2-\rho_0 = 500 \text{ kg/m}^3$; $A-k = 0,2$, $B-k = 0,5$)



Rys. 7. Zależność ciśnienia na czole cylindrycznej fali detonacyjnej od położenia czola w mieszaninie $2H_2 + O_2$ ($1 - \varrho_0 = 100 \text{ kg/m}^3$, $2 - \varrho_0 = 500 \text{ kg/m}^3$, $A - k = 0,2$, $B - k = 0,5$)

zależy głównie od gęstości ϱ_0 . Nieco zaskakujący jest wpływ na parametry fali charakteru zmian ciepła Q (wartości współczynnika k). Jak pokazały rys. 4 i 5, dla PD, których właściwości opisuje równanie stanu gazu doskonałego, większym wartościom k odpowiadają mniejsze wartości D i p ; natomiast gdy stan PD wyraża równanie Abła zwiększenie k powoduje osłabienie efektów kumulacyjnych na początku procesu oraz ich nasilenie w dalszym etapie implozji FD (rys. 6 i 7).

5. Podsumowanie

Przedstawiono analizę procesu implozji fal detonacyjnych opartą na uogólnionej metodzie Chestera-Chisnella-Whithama. Właściwości fizyczne produktów detonacji opisano za pomocą równania stanu Abła. Uwzględniono możliwość malenia ciepła wybuchu (Q) podczas procesu implozji. Zakładając zależność Q od położenia czola fali (r) w postaci:

$Q = Q_0 \left(\frac{r}{r_1} \right)^k$ otrzymano zamknięte rozwiązanie w postaci odwrotnej, a w szczegól-

nym przypadku ($k = 0$) rozwiązanie analityczne. Przedyskutowano wpływ początkowej gęstości mieszaniny $2H_2 + O_2$ (ϱ_0) i postaci funkcji $Q(r)$ na proces zbiegania się fali detonacyjnej. Pokazano, że duży wpływ na intensywność procesów kumulacyjnych ma wartość gęstości początkowej ϱ_0 . Jej zwiększenie powoduje przyrost wartości parametrów na czole implodującej fali detonacyjnej.

Zaprezentowany w pracy model badanego zjawiska pozwala lepiej niż znane dotychczas modele opisać proces implozji fali detonacyjnej w mieszaninie gazowej. Prowadzi do lepszej zgodności wyników teoretycznych z obserwacjami eksperymentalnymi dla mieszanin gazowych o dużych gęstościach ($\varrho_0 \geq 100 \text{ kg/m}^3$), a w szczególności umożliwia poprawny opis zależności prędkości fali detonacyjnej od położenia jej czola w początkowym etapie implozji fali.

Literatura

1. G. GUDERLEY, *Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstosse in der Nahe des Kugelmittelpunktes bzw der Zylinderachse*, Luftfahrtforschung 1942, v. 19, 9, pp. 302 - 312
2. К. П. СТАНЮКОВИЧ, *Неустановившиеся движения сплошной среды*, Москва, Наука 1971
3. Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, *Сходящаяся цилиндрическая детонационная волна*, ЖЭТФ 1959 т. 36 вып. 3 с. 782 - 792
4. J. H. LEE, B. H. K. LEE, *Cylindrical imploding shock waves*, Phys. Fluids 1965, V. 8, No 12, pp. 2148 - 2152
5. J. TYL, E. WŁODARCZYK, *Theoretical and experimental investigation into problems of convergent detonation waves. Survey of literature data*, J. Tech. Phys. 1987, V. 28, No 2
6. М. Е. ТОПЧИЯН, В. А. ЯСАКОВ, *Сходящаяся цилиндрическая детонационная волна*, ФГиВ 1967 вып. 1 с. 23 - 31
7. R. L. WELSH, *Imploding shocks and detonations*, J. Fluid Mech. 1967, V. 29, No 1, pp. 61 - 79
8. Р. И. НИГМАТУЛИН, *Сходящиеся цилиндрические и сферические детонационные волны*, ПИММ 1967 т. 31 вып. 1 с. 158 - 163
9. Я. Г. САПУНКОВ, *Сходящиеся детонационные волны в режиме Чепмена-Жуге в среде с переменной и постоянной начальными плотностями*, ПИММ 1967 т. 31 вып. 5 с. 932 - 935
10. S. AVARBANEL, *The propagation of converging detonation waves*, Isr. J. Technol. 1967, V. 5, No 4, pp. 238 - 242
11. В. Н. К. LEE, *Nonuniform propagation of imploding shocks and detonations*, AIAA J. 1967, V. 5, No 11, pp. 1997 - 2003
12. J. H. LEE, *Collapsing shock waves in detonating gas*, Astronautica Acta 1969, V. 14, No 5, pp. 421 - 425
13. P. REDFERN, B. AHLBORN, *Performance and limitations of shock tubes with imploding detonation drivers*, Can. J. Phys. 1972, V. 50, No 11, pp. 1771 - 1776
14. J. D. STRACHAN, *Imploding detonations with variable heating*, Phys. Fluids 1973, V. 16, No 11, pp. 2020 - 2022
15. I. TEIPEL, *Imploding detonation waves*, Mech. Res. Comm. 1976, V. 3, No 1, pp. 21 - 26
16. B. G. VERMA, J. P. VISHWAKARMA, *Converging cylindrical detonation waves in magnetogasdynamics*, Indian J. Pure Appl. Math. 1979, V. 10, No 6, pp. 715 - 725
17. H. MATSUO, *Cylindrically converging shock and detonation waves*, Phys. Fluids 1983, V. 26, No 7, pp. 1755 - 1762
18. J. TYL, E. WŁODARCZYK, *Analysis of concentric detonation waves in gaseous explosive mixtures*, J. Tech. Phys. 1987, V. 28, No 3
19. J. TYL, E. WŁODARCZYK, *Równania stanu produktów detonacji (PD) i materiałów wybuchowych (MW). Równania makrokinetyki wybuchu. (Synteza danych literaturowych)*, MTiS 1986, V. 24, No 1 - 2, s. 69 - 85
20. Ф. А. БАУМ, Л. П. ОРЛЕНКО, К. П. СТАНЮКОВИЧ, В. П. ЧЕЛЬШЕВ, Б. И. ШЕХТЕР, *Физика взрыва*, Москва, Наука 1975
21. C. M. TARVER, P. A. URTIEW, *Theoretical modelling of converging and diverging detonation waves in solid and gaseous explosives*, In „Dynamics of shock waves, explosions, and detonations” (pp. 369 - 386), Ed: Bowen J. R., Manson N., Oppenheim A. K., Soloukhin R. I., V. 94 of Progress in Astronautics and Aeronautics 1985
22. G. B. WHITHAM, *Linear and nonlinear waves*, New York—London—Sydney—Toronto, Wiley 1974
23. J. TYL, E. WŁODARCZYK, *Analysis of concentric shock waves*, J. Tech. Phys. 1984, V. 25, No 1, pp. 35 - 52
24. G. B. WHITHAM, *On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area or flow*, J. Fluid Mech. 1958, V. 4, No 4, pp. 337 - 360
25. J. TYL, *Analiza koncentrycznych fal detonacyjnych*, Rozprawa doktorska, WAT Warszawa 1985

Резюме

ИМПЛОЗИЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ГАЗОВОЙ СМЕСИ

Пользуясь обобщенным методом Честера-Чиснелла-Уизема, построено замкнутое решение задачи сходящейся детонационной волны в газовой смеси для случая, когда свойства продуктов детонации описывает уравнение состояния Абеля. Учтено тоже изменение тепла химических реакций, выделенного во фронте детонации, во время процесса имплозии детонационной волны.

Показано, что большое влияние на интенсивность кумуляционных процессов имеет начальная плотность газа. Увеличение плотности вызывает рост скорости нарастания параметров на фронте сходящейся детонационной волны.

Summary

IMPLOSION OF A DETONATION WAVE IN A GAS MIXTURE

Using the generalized Chester-Chisnell-Whitham method a closed solution of detonation wave convergence problem in a gas mixture has been constructed for the case when the detonation products properties are described by Abel's equation. The change in the heat of chemical reactions delivered in the detonation front during the detonation wave implosion process has been taken into account.

The initial gas density has been found to exhibit a large influence on the cumulative effect intensity. An increase in the density generates the increase in the growing rate of the parameters at the front of the converging detonation wave.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 2 grudnia 1987 roku.
