

O PROPAGACJI FRONTU FALI BOCZNEGO ROZPRĘŻENIA GAZOWYCH PRODUKTÓW DETONACJI W ŁADUNKU KUMULACYJNYM

EDWARD WŁODARCZYK

WAT

ADAM WIŚNIEWSKI

WITU

Wstęp

Podwyższone lokalne działanie ładunków kumulacyjnych znane już było od ponad stu lat. Przez długi okres czasu nie zwracano na ten efekt uwagi. Znalazł on szerokie zastosowanie w pociskach i minach dopiero podczas drugiej wojny światowej. Obecnie, obok wojskowych zastosowań, wykorzystuje się zjawisko kumulacji również w technice, a szczególnie przy wydobywaniu ropy naftowej.

Poważne, eksperymentalne i teoretyczne badania nad zjawiskiem kumulacji prowadzone były w latach drugiej wojny światowej przez radzieckich [1 - 3] i amerykańskich uczonych [4 - 10]. Główny wkład do opracowania hydrodynamicznej teorii kumulacji wnieśli M. A. ŁAWRIENTIEW [1], G. TAYLOR, G. BIRKHOFF i inni [4]. Dalszy rozwój tej teorii znalazł również odbicie w pracach G. I. PIOTROWSKIEGO, F. A. BAUMA i K. P. STANIUKOWICZA [11]. W Polsce badaniami w zakresie kumulacji zajmowali się między innymi W. BABUL [12], D. SMOLEŃSKI i H. NOWAK [13].

Z dostępnych danych literaturowych [1 - 13] oraz analizy własnych wyników eksperymentalnych można wnioskować, że właściwości ładunków kumulacyjnych w istotny sposób zależą, między innymi, od położenia, geometrii i masy przesłony. Wymienione elementy ładunku mają wpływ na ciśnienie w pewnej odległości od frontu detonacji oraz na warunki propagacji fali boczego rozprężania produktów wybuchu. To z kolei kształtuje odpowiednio impuls ciśnienia, który odpowiedzialny jest za redukcję wkładki kumulacyjnej.

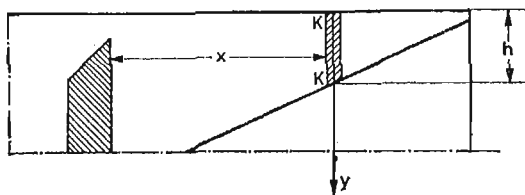
Mimo dość licznych prac poświęconych zjawisku kumulacji, problem ten nie został jeszcze do końca rozwiązany i w szczególności wyjaśniony. Między innymi brak jest odpowiednich wzorów analitycznych i analiz numerycznych, które pozwoliłyby optymalizować na przykład rozmieszczenie przesłony względem wkładki kumulacyjnej.

W niniejszej pracy rozwiążemy w zamkniętej postaci, przy pewnych uproszczeniach modelowych, problem propagacji frontu fali boczego rozprężania gazowych produktów detonacji GDP w płaskim ładunku kumulacyjnym. Wyprowadzimy analityczne wzory, które wiążą front fali boczego rozprężania GPD z parametrem określającym położenie

przesłony względem wkładki kumulacyjnej. Zbadamy dość szczegółowo wpływ wykładnika politropy GPD na prędkość propagacji frontu fali bocznego rozprężania się tych gazów.

2. Sformułowanie problemu

Zbadamy proces propagacji frontu fali bocznego rozprężania się GDP w ładunku kumulacyjnym. W tym celu podzielimy ładunek na płaskie segmenty płaszczyznami prostopadłymi do osi ładunku rys. 1. Z kolei zastosujemy do tych segmentów teorię płaskich



Rys. 1

przekrojów A. A. ILJUSZINA [14]. Dalej przyjmiemy, że proces detonacji materiału wybuchowego w danym segmencie zachodzi jednocześnie w całej jego objętości. Należy zauważyć, że przy tak sformułowanym zagadnieniu, parametry stanu gazów powybuchowych będą zmieniały się w czasie w danym segmencie K-K, położonym w odległości x od przesłony (x jest współrzędną Eulera). Charakter tych zmian jest zdeterminowany przez proces poosiowego rozprężania się gazów powybuchowych w ładunku kumulacyjnym. Dlatego w pierwszej kolejności rozwiążemy problem rozlotu GDP w kierunku osiowym z uwzględnieniem oddziaływania powietrza otaczającego ładunek. W rozważaniach tych pomijamy wpływ masy przesłony na proces rozlotu produktów wybuchu.

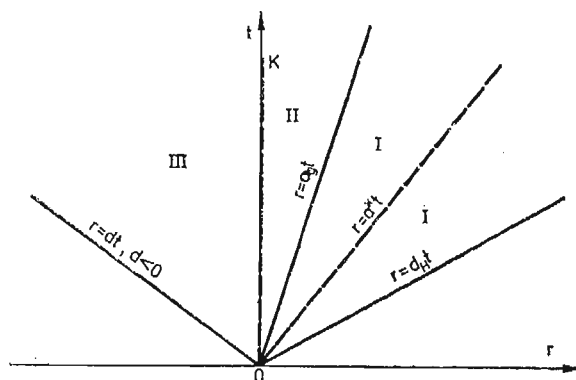
3. Płaskie rozprężenie się GDP w powietrzu

Zakładamy, że proces detonacji rozpoczyna się jednocześnie w każdym punkcie swobodnej powierzchni półprzestrzeni wypełnionej materiałem wybuchowym MW, graniczącej z powietrzem będącym w chwili początkowej w spoczynku. W takich warunkach konfiguracja frontów fal na płaszczyźnie fizycznej r, t (r — współrzędna Lagrange'a) przyjmuje postać pokazaną na rys. 2.

Zanim przejdziemy do konstrukcji rozwiązania rozpatrywanego zagadnienia w pierwszej kolejności omówimy w skrócie obraz falowy przedstawiony na rys. 2. Zgodnie z klasyczną teorią detonacji [15 - 17] w rozpatrywanym przypadku swobodna powierzchnia MW i sąsiadujące z nią powietrze nie oddziałują na przebieg procesu detonacji.

Front detonacji, niezależnie od warunków brzegowych, propaguje się z prędkością:

$$d_H = \frac{r}{t}, \quad (3.1)$$



Rys. 2

która determinowana jest przez fizykochemiczne właściwości MW. Za frontem fali detonacyjnej zachodzi proces rozprężania gazów powybuchowych. Tworzy się pęk prostych charakterystyk rozbieżnych o dodatnich współczynnikach kierunkowych. Wśród tej rodziny prostych należy wyróżnić charakterystykę o równaniu:

$$r = a^*t, \quad (3.2)$$

wzdłuż której następuje całkowite wyhamowanie gazów powybuchowych $v_1 = 0$. Od tej charakterystyki poczynając gazy powybuchowe poruszają się w przeciwnym kierunku w stosunku do frontu detonacji. Proces rozprężania gazów powybuchowych kończy się na charakterystyce granicznej

$$r = a_0t \quad (3.3)$$

Współczynnik kierunkowy tej charakterystyki a_0 określamy z warunku ciągłości ciśnienia i prędkości na granicy obszarów I i II.

Ruchoma granica gazów powybuchowych (nieciągłość kontaktowa OK) spełnia rolę płaskiego tłoka, który generuje w powietrzu front fali uderzeniowej o równaniu

$$r = dt, \quad \text{przy czym} \quad d < 0 \quad (3.4)$$

Z przedstawionego opisu wynika, że będziemy badać ruch ośrodka gazowego z pojedynczą nieciągłością kontaktową (styk gazów powybuchowych z powietrzem — linia OK) oraz frontami silnych nieciągłości (fala uderzeniowa i detonacyjna).

Ciągłym płaskim przepływem GPD rządzą następujące równania:

$$\begin{aligned} \rho_e u_{1,t} &= -p_{1,r}, \\ \rho_e &= \rho_1(1 + u_{1,r}), \\ p_1 &= \rho_e S \left(\frac{\rho_1}{\rho_e} \right)^k, \end{aligned} \quad (3.5)$$

gdzie poszczególne wielkości p_1 , ρ_1 , u_1 i k odpowiednio oznaczają: ciśnienie, gęstość, przemieszczenie i wykładnik politropowy GPD, natomiast ρ_e jest gęstością MW. S jest pewną funkcją entropii.

Równania charakterystyk układu (3.5) mają postać

$$dr = \pm a_1(u_{1,r}) dt, \quad (3.6)$$

$$du_{1,t} = \pm a_1(u_{1,r}) du_{1,r} - \delta_1 dt, \quad (3.7)$$

gdzie:

$$a_1(u_{1,r}) = \left[\frac{kS}{(1+u_{1,r})^{k+1}} \right]^{1/2}, \quad \delta_1 = \frac{S_{,r}}{(1+u_{1,r})^k}. \quad (3.8)$$

Ponieważ ekspansja produktów detonacji przebiega w sposób izentropowy ($S = \text{const}$), zatem $\delta_1 = 0$ i związki na charakterystykach (3.7) można scałkować. Po wykonaniu tego działania otrzymujemy:

$$u_{1,t} - (u_{1,t})_p = \pm \frac{2\sqrt{kS}}{k-1} \left\{ (1+u_{1,r})^{-\frac{k-1}{2}} - [1+(u_{1,r})_p]^{-\frac{k-1}{2}} \right\}, \quad (3.9)$$

gdzie indeksem p oznaczono wartości początkowe odpowiednich parametrów.

Oznaczmy przez $(u_{1,t})_H$, $(u_{1,r})_H$ i S_H wartości tych wielkości na froncie fali detonacyjnej. Wówczas wzdłuż pęku dodatnich charakterystyk w obszarze I mamy:

$$u_{1,t} - (u_{1,t})_H = \frac{2\sqrt{kS_H}}{k-1} \left\{ (1+u_{1,r})^{-\frac{k-1}{2}} - [1+(u_{1,r})_H]^{-\frac{k-1}{2}} \right\}. \quad (3.10)$$

Na charakterystyce, wzdłuż której $u_{1,t} = u_{1,t}^* = 0$, zgodnie z (3.10) zachodzi:

$$-\frac{k-1}{2} (u_{1,t})_H = \left\{ \frac{kS_H}{[1+(u_{1,r})_H]^{k-1}} \right\}^{1/2} \left[\left[\frac{1+(u_{1,r})_H}{1+u_{1,r}^*} \right]^{\frac{k-1}{2}} - 1 \right],$$

stąd

$$1+u_{1,r}^* = [1+(u_{1,r})_H] \left\{ 1 - \frac{k-1}{2} \frac{(u_{1,t})_H}{a_H} [1+(u_{1,r})_H]^{-1} \right\}^{-\frac{2}{k-1}},$$

lub

$$a^* = a_H \left\{ 1 - \frac{k-1}{2} \frac{(u_{1,t})_H}{a_H} [1+(u_{1,r})_H]^{-1} \right\}^{\frac{k+1}{k-1}}, \quad (3.11)$$

gdzie:

$$a_H = \left\{ \frac{kS_H}{[1+(u_{1,r})_H]^{k+1}} \right\}^{1/2}, \quad a^* = \left[\frac{kS_H}{(1+u_{1,r}^*)^{k+1}} \right]^{1/2}. \quad (3.12)$$

Na froncie fali detonacyjnej mamy [11, 17]:

$$(u_{1,t})_H = \frac{d_H}{k+1}, \quad c_H = \frac{k}{k+1} d_H, \quad (3.13)$$

$$1+(u_{1,r})_H = \frac{\rho_e}{\rho_H} = \frac{k}{k+1}, \quad p_H = \frac{1}{k+1} \rho_e d_H^2,$$

gdzie C_H jest prędkością dźwięku na froncie fali detonacyjnej.

Z wzorów (3.12) i (3.13) otrzymujemy:

$$a_H = d_H, \quad (3.14)$$

$$a^* = \left(\frac{k+1}{2k} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} d_H.$$

Przejdziemy obecnie do określenia parametrów stanu GPD w centrowanej fali rozrzedzenia (w obszarze I rys. 2). Z równania pęku charakterystyk

$$\frac{r}{t} = a_1 = \left[\frac{kS_H}{(1+u_{1,r})^{k+1}} \right]^{\frac{1}{2}},$$

wynika, że

$$(1+u_{1,r})^{-1} = \left(\frac{r}{t\sqrt{kS_H}} \right)^{\frac{2}{k+1}},$$

a ponieważ

$$\sqrt{kS_H} = d_H [1 + (u_{1,r})_H]^{\frac{k+1}{2}}$$

zatem

$$(1-u_{1,r})^{-1} = \left(\frac{r}{d_H t} \right)^{\frac{2}{k+1}} [1 + (u_{1,r})_H]^{-1}. \quad (3.15)$$

Stąd, po wykorzystaniu (3.5) otrzymujemy

$$\varrho_1(r, t) = \varrho_H \left(\frac{r}{d_H t} \right)^{\frac{2}{k+1}}. \quad (3.16)$$

Dalej z równania politropy mamy:

$$p_1 = p_H \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_H} \right)^k,$$

lub

$$p_1(r, t) = p_H \left(\frac{r}{d_H t} \right)^{\frac{2k}{k+1}}. \quad (3.17)$$

Wyrażenie na prędkość otrzymujemy ze związku (3.10). Podstawiając do niego wzory (3.13) i (3.15), po przekształceniach otrzymujemy:

$$v_1(r, t) = u_{1,r}(r, t) = \frac{d_H}{k-1} \left[\frac{2k}{k+1} \left(\frac{r}{d_H t} \right)^{\frac{k-1}{k+1}} - 1 \right]. \quad (3.18)$$

Na charakterystyce o zerowej prędkości przepływu mamy:

$$\begin{aligned} \varrho_1^* &= \varrho_H \left(\frac{a^*}{d_H} \right)^{\frac{2}{k+1}} = \frac{k+1}{k} \varrho_e \left(\frac{k+1}{2k} \right)^{\frac{2}{k-1}} = 2 \left(\frac{k+1}{2k} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \varrho_e, \\ p_1^* &= p_H \left(\frac{a^*}{d_H} \right)^{\frac{2k}{k+1}} = \frac{\varrho_e d_H^2}{k+1} \left(\frac{k+1}{2k} \right)^{\frac{2k}{k-1}} = \frac{1}{2k} \left(\frac{k+1}{2k} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \varrho_e d_H^2. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Obszar centrowanej fali rozrzedzenia GPD ograniczony jest z lewej strony charakterystyką

$$\frac{r}{t} = a_g. \quad (3.20)$$

Wartość granicznej prędkości a_g można określić korzystając ze związków na froncie fali uderzeniowej $r = dt$ propagującej się w powietrzu [18]:

$$\begin{aligned} \frac{v_3}{d} &= \frac{2}{\gamma+1} \left(1 - \frac{a_0^2}{d^2}\right), \\ \frac{p_3 - p_0}{\rho_0 d^2} &= \frac{2}{\gamma+1} \left(1 - \frac{a_0^2}{d^2}\right), \\ 1 - \frac{\rho_0}{\rho_3} &= \frac{2}{\gamma+1} \left(1 - \frac{a_0^2}{d^2}\right), \end{aligned} \quad (3.21)$$

oraz warunków ciągłości ciśnienia i prędkości na granicy kontaktowej OK:

$$p_3 = p_2 = p_g, \quad v_3 = v_2 = v_g, \quad (3.22)$$

gdzie

$$a_0^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}$$

p_0 i ρ_0 są parametrami początkowego stanu powietrza natomiast γ oznacza wykładnik izotropowy dla powietrza; d jest prędkością propagacji frontu fali uderzeniowej w powietrzu (rys. 2.)

Z równości (3.22), po wykorzystaniu (3.17), (3.18), (3.20) i (3.21), otrzymujemy:

$$p_g = p_H \left(\frac{a_g}{d_H}\right)^{\frac{2k}{k+1}} = \frac{p_0}{\kappa} \left[(1+\kappa) \left(\frac{d}{a_0}\right)^2 - 1 \right], \quad (3.23)$$

$$v_g = \frac{d_H}{k-1} \left[\frac{2k}{k+1} \left(\frac{a_g}{d_H}\right)^{\frac{k-1}{k+1}} - 1 \right] = \frac{\kappa-1}{\kappa} \frac{a_0^2}{d} \left[\left(\frac{d}{a_0}\right)^2 - 1 \right], \quad (3.24)$$

gdzie: $\kappa = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$

Z równości (3.23) wynika, że:

$$\frac{d}{a_0} = - \left[\frac{1}{1+\kappa} \left[\kappa \frac{p_H}{p_0} \left(\frac{a_g}{d_H}\right)^{\frac{2k}{k+1}} + 1 \right] \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.25)$$

Podstawiając wyrażenie (3.25) do równości (3.24) otrzymamy przestępne równanie na wielkość a_g/d_H w następującej postaci:

$$\frac{\sqrt{1+\kappa}}{(\kappa-1)(k-1)} \frac{d_H}{a_0} \left[\frac{2k}{k+1} \left(\frac{a_g}{d_H}\right)^{\frac{k-1}{k+1}} - 1 \right] = \frac{1 - \frac{p_H}{p_0} \left(\frac{a_g}{d_H}\right)^{\frac{2k}{k+1}}}{\left[\kappa \frac{p_H}{p_0} \left(\frac{a_g}{d_H}\right)^{\frac{2k}{k+1}} + 1 \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.26)$$

Wprowadzimy następujące oznaczenia

$$A_g = \left(\frac{a_g}{d_H}\right)^{\frac{1}{k+1}}, \quad D_H = \frac{d_H}{a_0}, \quad D = \frac{d}{a_0}, \quad R_e = \frac{\rho_e}{\rho_0}. \quad (3.27)$$

Jeśli uwzględnić, że

$$\frac{p_H}{p_0} = \frac{\frac{1}{k+1} \rho_e d_H^2}{\frac{\rho_0 a_0^2}{\gamma}} = \frac{\gamma}{k+1} R_e D_H^2, \quad (3.28)$$

to po wykorzystaniu wielkości bezwymiarowych (3.27) i (3.28) z równania (3.26) otrzymujemy:

$$\frac{\sqrt{1+\kappa}}{\kappa-1} \frac{D_H}{k-1} \left(2A_g^{k-1} - \frac{k+1}{k} \right) = \frac{\frac{k+1}{k} - R_e D_H^2 A_g^{2k}}{\left(\kappa \frac{k}{k+1} R_e D_H^2 A_g^{2k} + 1 \right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.29)$$

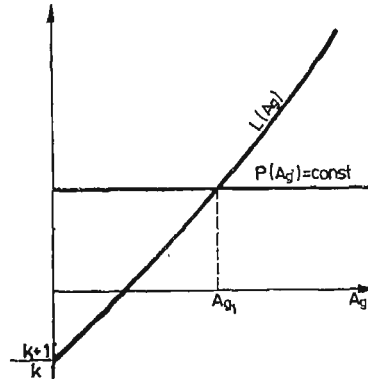
lub

$$\frac{2\sqrt{1+\kappa}}{\kappa-1} \frac{D_H}{k-1} A_g^{k-1} + \frac{R_e D_H^2 A_g^{2k} - \frac{k+1}{k}}{\left(\kappa \frac{k}{k+1} R_e D_H^2 A_g^{2k} + 1 \right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{k+1}{k(k-1)} \frac{\sqrt{1+\kappa}}{\kappa-1} D_H. \quad (3.30)$$

Jeśli $k = 1$ (gaz izotermiczny), wówczas z (3.29) po przejściu granicznym otrzymujemy:

$$\frac{\sqrt{1+\kappa}}{\kappa-1} D_H (2 \ln A_g + 1) = \frac{2 - R_e D_H^2 A_g^2}{(0,5 \kappa R_e D_H^2 A_g^2 + 1)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.31)$$

Równania (3.30) i (3.31) mają tylko po jednym pierwiastku rzeczywistym A_{g1} . Wynika to bezpośrednio z rys. 3, na którym wykreślono w sposób jakościowy lewą $L(A_g)$ i prawą

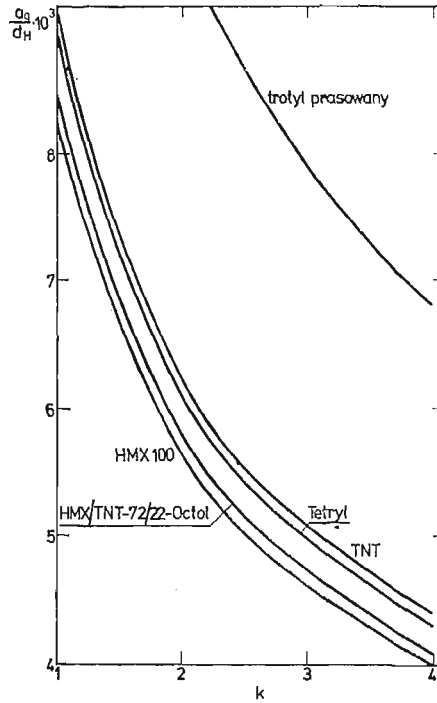


Rys. 3

$P(A_g)$ stronę równania (3.30). Z kolei na rys. 4 przedstawiamy zmianę wielkości stosunku a_g/d_H w funkcji wykładnika politropy k dla kilku wybranych MW o następujących charakterystykach.

HMX100: $\rho_0 = 1894 \text{ kg/m}^3$, $d_H = 9110 \text{ m/s}$

HMX/TNT-72/22-Octol: $\rho_e = 1821 \text{ kg/m}^3$, $d_H = 8480 \text{ m/s}$



Rys. 4

Tetryl: $\rho_e = 1680 \text{ kg/m}^3$, $d_H = 7500 \text{ m/s}$

TNT: $\rho_e = 1630 \text{ kg/m}^3$, $d_H = 6940 \text{ m/s}$

Trotyl usypowy: $\rho_e = 800 \text{ kg/m}^3$, $d_H = 4340 \text{ m/s}$.

Jak widać z zamieszczonych wykresów stosunek a_0/d_H maleje dość intensywnie wraz ze wzrostem wykładnika politropy k .

Dalej, zgodnie z teorią rozpadu dowolnej nieciągłości parametry stanu GPD w obszarach II i III zachowują stałe wartości i odpowiednio wynoszą:

$$\begin{aligned} p_3(r, t) &= p_2(r, t) = p_\theta = p_H A_\theta^{2k}, \\ v_3(r, t) &= v_2(r, t) = v_\theta = \frac{d_H}{k-1} \left(\frac{2k}{k+1} A_\theta^{k-1} - 1 \right), \\ \rho_2(r, t) &= \rho_H A_\theta^2, \end{aligned} \quad (3.32)$$

$$\rho_3(r, t) = \rho_0 \left[1 - \frac{2}{\gamma+1} (1 - D^{-2}) \right]^{-1},$$

gdzie:

$$D^2 = \frac{d^2}{d_0^2} = \frac{1}{1+\kappa} \left(\kappa \frac{p_H}{p_0} A_\theta^{2k} + 1 \right).$$

Tym samym uzyskaliśmy zamknięte rozwiązanie problemu płaskiego rozlotu GPD w powietrzu we współrzędnych Lagrange'a r, t .

4. Określenie postaci frontu fali bocznego rozprężania GPD

W tym rozdziale będziemy wykorzystywać do opisu badanych zjawisk współrzędne Eulera (x, t) . Dokonując transformacji układu współrzędnych wg wzoru

$$x = r + \int_{\frac{r}{d_H}}^t v_i(r, \tau) d\tau, \quad (4.1)$$

otrzymamy, że w obszarze I (rys. 2) mamy:

$$x = \frac{d_H t}{k-1} \left[k \left(\frac{r}{d_H t} \right)^{\frac{k-1}{k+1}} - 1 \right], \quad (4.2)$$

lub

$$\frac{r}{d_H t} = \left\{ \frac{1}{k} \left[(k-1) \frac{x}{d_H t} + 1 \right] \right\}^{\frac{k+1}{k-1}}.$$

Podstawiając wyrażenie (4.2)₂ do wzorów (3.16) i (3.17) otrzymamy:

$$p_1(x, t) = p_H \left\{ \frac{1}{k} \left[(k-1) \frac{x}{d_H t} + 1 \right] \right\}^{\frac{2k}{k-1}}, \quad (4.3)$$

$$\varrho_1(x, t) = \varrho_H \left\{ \frac{1}{k} \left[(k-1) \frac{x}{d_H t} + 1 \right] \right\}^{\frac{2}{k-1}},$$

Prędkość propagacji frontu fali rozrzedzenia w segmencie K-K rys. 1 wynosi

$$c_1(x, t) = \left[k \frac{p_1(x, t)}{\varrho_1(x, t)} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{d_H}{k+1} \left[(k-1) \frac{x}{d_H t} + 1 \right], \quad (4.4)$$

Zatem front fali rozrzedzenia przyjmuje postać:

$$y(x, t) = \int_{\frac{x}{d_H}}^t c_1(x, \tau) d\tau = \frac{1}{k+1} \left[(k-1)x \ln \frac{d_H t}{x} + d_H t - x \right], \quad (4.5)$$

dla

$$\frac{x}{d_H} < t \leq \frac{x}{a_g}, \quad (4.6)$$

oraz

$$y(x, t) = \frac{1}{k+1} \left[(k-1)x \ln \frac{d_H t_g}{x} + d_H t_g - x \right] + \frac{k}{k+1} A_g^{k-1} d_H (t - t_g), \quad (4.7)$$

dla

$$t > \frac{x}{a_g}, \quad (4.8)$$

gdzie:

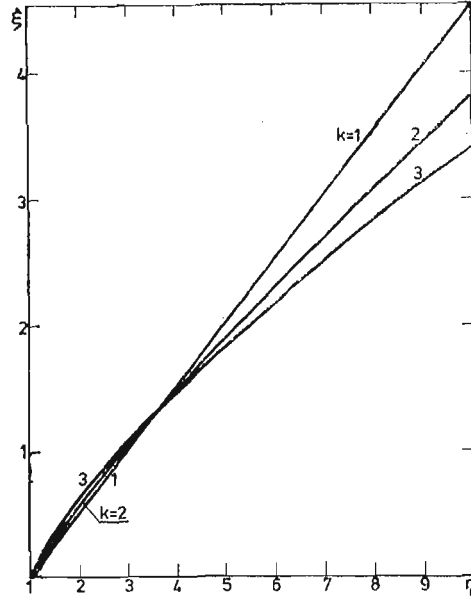
$$t_g = \frac{x}{a_g}, \quad (4.9)$$

Zwróćmy uwagę na fakt, że dla $k = 1$ (gaz izotermiczny) prędkość propagacji frontu fali bocznej rozprężania się GPD jest wartością stałą

$$c_1 = \frac{d_H}{2}. \quad (4.10)$$

W tym przypadku front fali jest linią prostą o równaniu

$$y(x, t) = \frac{1}{2}(d_H t - x). \quad (4.11)$$



Rys. 5

Na rys. 5 pokazujemy w formie bezwymiarowej

$$\xi = \frac{1}{k+1}[(k-1)\ln \eta + \eta - 1], \quad \xi = \frac{y}{x}, \quad \eta = \frac{d_H t}{x}, \quad (4.12)$$

fronty fal rozrzedzenia dla kilku wartości wykładnika politropy k . Okazuje się, że fronty fal dla różnych wykładników k mają dwa wspólne punkty przecięcia dla $\eta = \eta_1 = 1$ oraz dla

$$\ln \eta_2 = \frac{1}{2}(\eta_2 - 1) \rightarrow \eta_2 = 3.51. \quad (4.13)$$

Z analizy przedstawionych na rys. 5 frontów fal wynika, że można je aproksymować z wystarczającą dla celów praktyki inżynierskiej dokładnością dwoma odcinkami prostymi. W przedziale $1 \leq \eta \leq 3.51$ dla wszystkich wartości wykładnika politropy k wziętych z przedziału $1 < k < 4$ front fali można aproksymować linią o równaniu:

$$\xi = \frac{1}{2}(\eta - 1). \quad (4.14)$$

Taka aproksymacja frontu fali rozrzedzenia pozwala skonstruować zamknięte rozwiązanie problemu napędzania obudowy ładunku oraz wkładki kumulacyjnej. Zagadnieniami tymi zajmiemy się w oddzielnej publikacji. Na zakończenie pragniemy serdecznie podziękować Koledze R. Trębińskiemu za cenne uwagi wniesione przy dyskusji badanego problemu.

Literatura cytowana w tekście

1. М. А. Лаврентьев, УМН 12, вып. 4, 1957.
2. Г. И. Покровский, *Боевое применение направленного взрыва*, Воениздат, 1944
3. Ф. А. Королев, Г. И. Покровский, ДАН СССР 27, 6, 1944
4. G. VIRKHOFF et al, J. Appl. Phys. 19, 563, 1948.
5. Г. БИРКГОФ, *Гидродинамика*, ил., 1954.
6. E. PUGH et al, J. Appl. Phys. 23, 532, 1952.
7. J. CLARK, J. Appl. Phys. 20, 363, 1949.
8. SINGH SAMPOORAN, Proc. Nat. Inst. Sci. India 19, 583, 1953.
9. J. WALSH et al, J. Appl. Phys. 24, 349, 1953.
10. W. KOSKI et al, J. Appl. Phys. 23, 1300, 1952.
11. Ф. А. БАУМ и др, *Физика взрыва*, Москва, 1975
12. W. BABUL, S. ZIEMBA, *Materialy wybuchowe w technologicznych procesach obróbki tworzyw*. Warszawa, 1972.
13. H. NOWAK, D. SMOLEŃSKI, *Ładunki kumulacyjne w wojsku, przemyśle i górnictwie*. Warszawa, 1974.
14. А. А. Ильюшин, ПММ, 30, 6, 1956.
15. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец, *Теория детонации*. Москва 1955.
16. Ф. А. БАУМ, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В. П. Чельшев, Б. И. Шехтер, *Физика взрыва*, Москва, 1975.
17. К. П. Станюкович, *Неустановившиеся движения сплошной среды*. Москва, 1971.
18. E. WŁODARCZYK, J. Techn. Phys., 22, 2, 1981.

Резюме

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ФРОНТА ВОЛНЫ БОКОВОГО РАСШИРЕНИЯ ГАЗОВЫХ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ В КУМУЛЯЦИОННОМ ЗАРЯДЕ

В работе решена в замкнутом виде проблема распространения фронта волны бокового расширения газовых продуктов детонации (ГПД) в плоском кумуляционном заряде. Решение построено опираясь на теорию плоских сечений А. А. Ульюшина. Выведены аналитические формулы, которые связывают фронт волны бокового расширения ГПД с координатой, определяющей положение диафрагмы. Подробно исследовано влияние показателя политропы ГПД на скорость распространения фронта волны бокового расширения этих газов. Из полученных результатов следуют интересные выводы, которые могут быть использованы при оптимизации конструкции кумуляционных зарядов.

S u m m a r y

PROPAGATION OF LATERAL-EXPANSION WAVE FRONT OF GASEOUS
DETONATION PRODUCTS IN A CUMULATIVE CHARGE

The propagation problem has been solved in closed form of the lateral expansion wave front of gaseous detonation-products (GDP) in a plane hollowed charge. The solution has been constructed on the strength of the A. A. Ilyushin's theory of plane sections. The analytical formulae have been derived that bind the GDP lateral-expansion wave front to the co-ordinate defining the position of the diaphragm. The effect has been examined in detail of the GDP polytropic exponent upon the propagation velocity of the GDP lateral-expansion wave front. From the results obtained interesting conclusions can be drawn that can be made use of when optimizing the desing of the hollowed charges.

Praca została złożona w Redakcji dnia 10 czerwca 1981 roku
