

DYNAMIKA CIENKOŚCIENNEGO PIERŚCIENIA NAPĘDZANEGO WYBUCHOWO

W pracy przedstawiono teoretyczną analizę stanów naprężenia i skończonego odkształcenia w cienkościennym pierścieniu napędzanym wybuchowo. Uzyskano zamknięte analityczne wzory pozwalające na opracowanie i interpretację danych eksperymentalnych. Wyniki teoretyczne zweryfikowano przykładem eksperymentalnym. Uzyskano zadowalającą zgodność wyników teoretycznych z eksperymentalnymi.

1. Wstęp

Jednym z doświadczalnych sposobów badania mechanicznych właściwości materiałów obciążonych dynamicznie jest metoda pierścieniowa. Metoda ta polega na rejestracji radialnego ruchu lub promieniowej prędkości rozszerzania się cienkościennego pierścienia, wykonanego z badanego materiału i napędzanego produktami detonacji cylindrycznego ładunku wysokoenergetycznego materiału wybuchowego (MW) lub silnym, impulsowym polem elektromagnetycznym [1÷12].

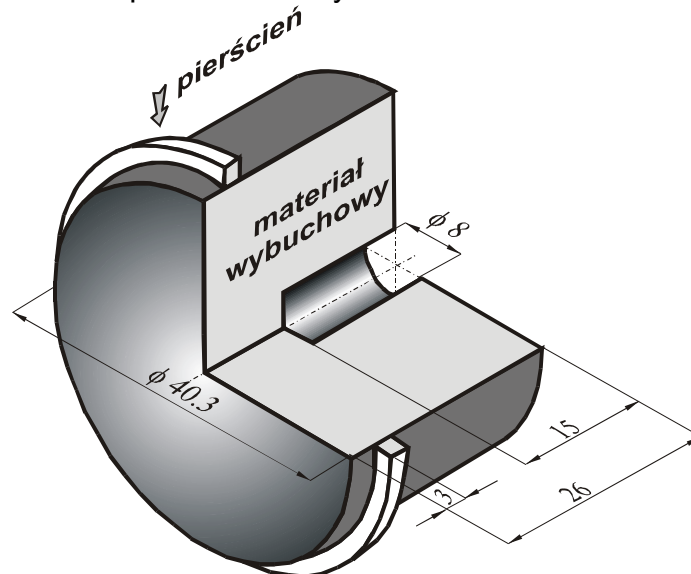
Impulsowe obciążenie napędza w sposób nagły radialnie pierścień do początkowej radialnej prędkości v_0 . W dalszym ciągu procesu napędzania, siły bezwładności powodują inercyjne rozszerzanie się pierścienia z zachowaniem osiowej symetrii. Przy takim obciążeniu, w cienkim wąskim pierścieniu występuje, w przybliżeniu, jednoosiowy stan naprężenia. Z dobrym technicznym przybliżeniem przyjmuje się, że składowe tensora naprężenia, radialna, osiowa i obwodowa odpowiednio wynoszą: $\sigma_r \approx 0$, $\sigma_z \approx 0$ i $\sigma_\theta \neq 0$. Uzasadnienie tego przybliżenia opisano w punkcie 2.

Przedstawiana w dostępnej literaturze teoretyczna analiza rozpatrywanego zagadnienia oparta jest na teorii małych odkształceń. W związku z tym zastosowanie podawanych analitycznych zależności, dotyczących dynamicznych stanów odkształcenia i naprężenia jest ograniczone.

W procesie wybuchowego napędzania cienkościennego metalowego pierścienia, szczególnie w końcowym jego etapie, poprzedzającym zjawisko fragmentacji występują skończone odkształcenia. W prezentowanej pracy podjęto próbę rozwiązania tego problemu dla dowolnego stanu dynamicznych odkształceń.

2. Sformułowanie problemu

Rozpatruje się dynamiczne stany naprężenia i skończonego odkształcenia w cienkościennym metalowym pierścieniu napędzanym wybuchowo. Schemat układu cylindrycznego ładunku wysokoenergetycznego materiału wybuchowego (MW) wraz z nałożonym pierścieniem pokazano na rys.1.



Rys. 1. Schemat ładunku do napędzania próbki pierścieniowej nałożonej bezpośrednio na cylindryczny ładunek MW

Problem rozwiązano przy następujących założeniach:

1. Pierścień w czasie ruchu, po impulsywnym napędzaniu, zachowuje osiową symetrię. Fakt ten potwierdzono eksperymentalnie.
2. Działanie produktów detonacji (PD) materiału wybuchowego na pierścień ogranicza się tylko do wytworzenia w nim impulsowego początkowego pola prędkości masowej jego cząstek. Wygenerowana w pierścieniu przez PD fala uderzeniowa w ułamku mikrosekundy osiąga jego swobodną zewnętrzną powierzchnię i po odbiciu nadaje mu w sposób skokowy początkową prędkość v_0 . Podczas dalszego ruchu pierścienia przyjmuje się, że ciśnienie na jego powierzchniach, wewnętrznej i zewnętrznej jest równe zero. Podstawowy ruch radialny pierścienia powoduje siła bezwładności. Ciśnienie w PD, po początkowej fazie opływu pierścienia, intensywnie maleje (propaguje się w nich fala rozrzedzeniowa Taylera) i jego oddziaływanie na pierścień można zaniedbać.
3. Materiał pierścienia modeluje się jednorodnym ośrodkiem nieściśliwym, tj.:
 $\rho = \rho_0 = const.$

3. Analityczne rozwiązanie równania ciągłości

Równania ciągłości ruchu materiału pierścienia, zapisane w cylindrycznym układzie współrzędnych Lagrange'a z uwzględnieniem osiowej symetrii, mają postać:

$$\begin{aligned}\frac{\partial r}{\partial R} &= \frac{\rho_0}{\rho} \frac{R}{r}, \\ r &= r(R, t) = R + u(R, t),\end{aligned}\tag{3.1}$$

gdzie poszczególne symbole oznaczają:

- R – promień początkowego położenia elementu pierścienia w chwili $t = 0$ – współrzędna Lagrange'a,
- r – promień aktualnego położenia elementu pierścienia o współrzędnej R w chwili t – współrzędna Eulera,
- u – radialne przemieszczenie elementu pierścienia o współrzędnej R w chwili t ,
- ρ - aktualna gęstość elementu pierścienia o współrzędnej R w chwili t ,
- ρ_0 – początkowa gęstość pierścienia.

Zgodnie z założeniem 3, tj.: $\rho(R, t) = \rho_0 = const$, po wykorzystaniu (3.1)₂, równanie (3.1)₁ można przekształcić do postaci:

$$\frac{\partial u(R, t)}{\partial R} = -\frac{u(R, t)}{R + u(R, t)} = -\frac{u/R}{1 + u/R}.\tag{3.2}$$

W celu scałkowania tego równania wprowadzono następującą zamianę zmiennych:

$$\frac{u(R, t)}{R} = x(R),\tag{3.3}$$

gdzie czas t traktuje się jako parametr.

Z wyrażenia (3.3) po zróżniczkowaniu otrzymuje się:

$$\frac{\partial u}{\partial R} = x(R) + R \frac{dx(R)}{dR}.\tag{3.4}$$

Z kolei po podstawieniu wyrażeń (3.3) i (3.4) do równania (3.2) i rozdzieleniu zmiennych, mamy:

$$\frac{1+x}{x^2+2x} dx = -\frac{dR}{R}\tag{3.5}$$

Aby krzywa całkowa, reprezentująca rozwiązanie równania (3.5) przechodziła przez punkt $x(R_w) = u(R_w, t)/R_w$, leżący na ruchomej wewnętrznej powierzchni cylindra $r = r(R_w, t)$, należy scałkować równanie (3.5) odpowiednio: lewą stronę w granicach od $u(R_w, t)/R_w$ do $u(R, t)/R$, a prawą - od R_w do R . Współrzędna R_w jest promieniem wewnętrznej powierzchni pierścienia w chwili początkowej $t = 0$, natomiast $u(R_w, t)$ oznacza jej przemieszczenie w chwili $t \neq 0$.

Po wykonaniu opisanego wyżej całkowania, otrzymuje się:

$$\ln \frac{\frac{u(R,t)}{R} \left[\frac{u(R,t)}{R} + 2 \right]}{\frac{u_w(t)}{R_w} \left[\frac{u_w(t)}{R_w} + 2 \right]} = \ln \left(\frac{R_w}{R} \right)^2, \quad (3.6)$$

gdzie

$$u_w(R_w, t) = r(R_w, t) - R_w. \quad (3.7)$$

Równość (3.6) można zredukować do postaci:

$$u^2(R, t) + 2R u(R, t) - [u_w^2(t) + 2R_w u_w(t)] = 0. \quad (3.8)$$

Rozwiązanie równania (3.8), spełniające warunek $u(R, t) \geq 0$ ma postać:

$$u(R, t) = -R + \sqrt{R^2 - R_w^2 + r_w^2(t)}, \quad (3.9)$$

gdzie funkcja

$$r_w(t) = r(R_w, t) = R_w + u_w(t). \quad (3.10)$$

W ten sposób uzyskaliśmy zamknięte, analityczne rozwiązanie równania ciągłości (3.1) dla ośrodka nieściśliwego. Zwróćmy uwagę na fakt, że wyrażenie (3.9) można przekształcić do postaci:

$$[R + u(R, t)]^2 - [R_w + u_w(t)]^2 = R^2 - R_w^2, \quad (3.11)$$

z której bezpośrednio wynika, że jest to zapis w formie skończonej prawa zachowania masy dla segmentu nieściśliwego pierścienia o grubości początkowej $\Delta R = R - R_w$.

Zgodnie z analitycznym wyrażeniem (3.9), przemieszczenie elementu nieściśliwego pierścienia o współrzędnej początkowej R w chwili t jest określone, jeśli znany jest ruch jego wewnętrznej powierzchni, tj.: $r_w(t) = R_w + u_w(t)$. W eksperymentach bardziej dostępna do obserwacji jest powierzchnia zewnętrzna, określona początkową współrzędną R_z . Aktualne położenie tej powierzchni w chwili t określa funkcja:

$$r_z(t) = r(R_z, t) = R_z + u_z(t), \quad (3.12)$$

gdzie

$$u_z(t) = u(R_z, t). \quad (3.13)$$

Z nieściśliwości pierścienia wynika następująca relacja:

$$r_z^2(t) - r_w^2(t) = R_z^2 - R_w^2,$$

z której otrzymuje się:

$$r_w(t) = \sqrt{r_z^2(t) - (R_z^2 - R_w^2)} \quad (3.14)$$

lub odwrotnie

$$r_z(t) = \sqrt{r_w^2(t) + (R_z^2 - R_w^2)}. \quad (3.15)$$

Zatem znajomość ruchu powierzchni zewnętrznej $r_z(t)$ pozwala jednoznacznie identyfikować funkcję $r_w(t)$ (3.14), i odwrotnie, mając określoną wielkość $r_w(t)$ z wzoru (3.15) obliczamy wartości funkcji $r_z(t)$. Funkcje $r_w(t)$ i/lub $r_z(t)$ określa się eksperymentalnie za pomocą metod rejestracji szybkozmiennych procesów, takich jak fotografia smugowa, interferometria laserowa lub impulsowa fotografia rentgenowska.

Jawna analityczna znajomość radialnego przemieszczenia elementów ścianki pierścienia w funkcji czasu pozwala określić jednoosiowe, dynamiczne stany skończonego odkształcenia i naprężenia w cienkościennym pierścieniu napędzanym wybuchowo.

Obecnie przejdziemy do określenia dynamicznego stanu skończonego odkształcenia w pierścieniu.

4. Dynamiczny stan skończonego odkształcenia

Zgodnie z nieliniową teorią sprężystości, skończone odkształcenie obwodowe w układzie cylindrycznym dla osiowej symetrii wyraża się wzorem:

$$\varepsilon_\theta = \frac{u}{R} + \frac{1}{2} \left(\frac{u}{R} \right)^2. \quad (4.1)$$

Ponieważ $u = r - R$, to z (4.1) po przekształceniach otrzymuje się:

$$\varepsilon_\theta = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{r}{R} \right)^2 - 1 \right] \quad (4.2)$$

lub

$$\frac{r}{R} = \sqrt{2\varepsilon_\theta + 1}. \quad (4.3)$$

Z kolei po podstawieniu wyrażenia (3.9) do wzoru (4.1) i prostych przekształceniach, mamy:

$$\varepsilon_\theta(R, t) = \frac{R_w}{R} \frac{u_w(t)}{R} + \frac{1}{2} \left[\frac{u_w(t)}{R} \right]^2. \quad (4.4)$$

Rozpatrywany jest pierścień cienkościenny $[(R_z - R_w)/R_w \ll 1]$. Ponadto podczas inercyjnego rozszerzania się pierścienia jego grubość maleje (objętość = const – ośrodek nieściśliwy). Mając to na uwadze można przyjąć, że odkształcenie ε_θ w przekroju poprzecznym pierścienia jest w przybliżeniu jednorodne, tj.:

$$\varepsilon_{\theta}(R,t) = \varepsilon_{\theta}(R_w,t) = \varepsilon_{\theta}(t) = \frac{u_w(t)}{R_w} + \frac{1}{2} \left[\frac{u_w(t)}{R_w} \right]^2. \quad (4.5)$$

Różniczkując funkcję $\varepsilon_{\theta}(t)$ względem czasu, otrzymuje się wzór na szybkość odkształcenia:

$$\frac{d\varepsilon_{\theta}}{dt} = \dot{\varepsilon}_{\theta}(t) = \frac{R_w + u_w(t)}{R_w^2} \frac{du_w}{dt} = \frac{r_w(t)}{R_w^2} v_w(t), \quad (4.6)$$

gdzie prędkość radialna przemieszczania się wewnętrznej powierzchni pierścienia wynosi:

$$v_w(t) = \frac{dr_w}{dt} = \frac{du_w}{dt}. \quad (4.7)$$

5. Dynamiczny stan naprężenia

Równanie ruchu elementów (cząstek) pierścienia w układzie cylindrycznym z osiową symetrią w opisie Lagrange'a ma postać:

$$\rho_0 \frac{R}{r} \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial R} + \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial r}{\partial R} \frac{\sigma_r - \sigma_{\theta}}{r}. \quad (5.1)$$

Równanie (5.1), po uwzględnieniu wyrażenia (3.1)₁ można przekształcić do postaci:

$$\rho_0 r \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = \frac{r^2}{R} \frac{\partial \sigma_r}{\partial R} + \sigma_r - \sigma_{\theta}. \quad (5.2)$$

Z drugiego założenia wynika, że składowa radialna naprężenia na powierzchniach, wewnętrznej i zewnętrznej pierścienia jest równa zero w całym procesie jego inercyjnego ruchu. Ponieważ naprężenie $\sigma_r(R,t)$ jest monotoniczną funkcją zmiennej R, przeto w całym przekroju poprzecznym pierścienia spełniona jest tożsamość;

$$\sigma_r(R,t) \equiv 0. \quad (5.3)$$

Po podstawieniu tożsamości (5.3) do równania (5.2), otrzymuje się:

$$\sigma_{\theta}[r(R,t)] = -\rho_0 r(R,t) \frac{\partial^2 r(R,t)}{\partial t^2}. \quad (5.4)$$

Zakładamy jednorodny (niezależny od współrzędnej R) stan naprężenia w poprzecznym przekroju pierścienia, tj.:

$$\sigma_{\theta}[r(R,t)] = \sigma_{\theta}[r(R_w,t)] = \sigma_{\theta}[r_w(t)] = -\rho_0 r_w(t) \frac{d^2 r_w(t)}{dt^2}. \quad (5.5)$$

Jak już wspomniano, funkcję $r_w(t)$ określa się eksperymentalnie. Dla określenia dynamicznych stanów odkształcenia i naprężenia potrzebna jest znajomość pierwszej i drugiej pochodnej funkcji $r_w(t)$. Graficzne wyznaczenie tych pochodnych, a szczególnie $d^2 r_w/dt^2$ obarczone jest dużym błędem. Mankament ten można usunąć przez aproksymację eksperymentalnego wykresu funkcji $r_w(t)$, na przykład wielomianem potęgowej:

$$r_w(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + \dots + a_n t^n. \quad (5.6)$$

Okazuje się, że krzywą eksperymentalną $r_w(t)$ można aproksymować z wystarczającą dla potrzeb technicznych dokładnością parabolą drugiego stopnia, a mianowicie:

$$r_w(t) = R_w + v_0(t - t_0) - b(t - t_0)^2, \quad (5.7)$$

gdzie t_0 jest czasem opóźnienia między zarejestrowanym początkiem ruchu pierścienia i chwilą inicjacji detonacji MW, natomiast v_0 oznacza początkową prędkość napędzanego wybuchowo pierścienia.

Z wzoru (5.5) i paraboli (5.7) oraz nierówności $\sigma_{\theta} \geq 0$ wynika, że współczynnik b musi być dodatni, $b > 0$. Warunek ten będzie spełniony jeśli

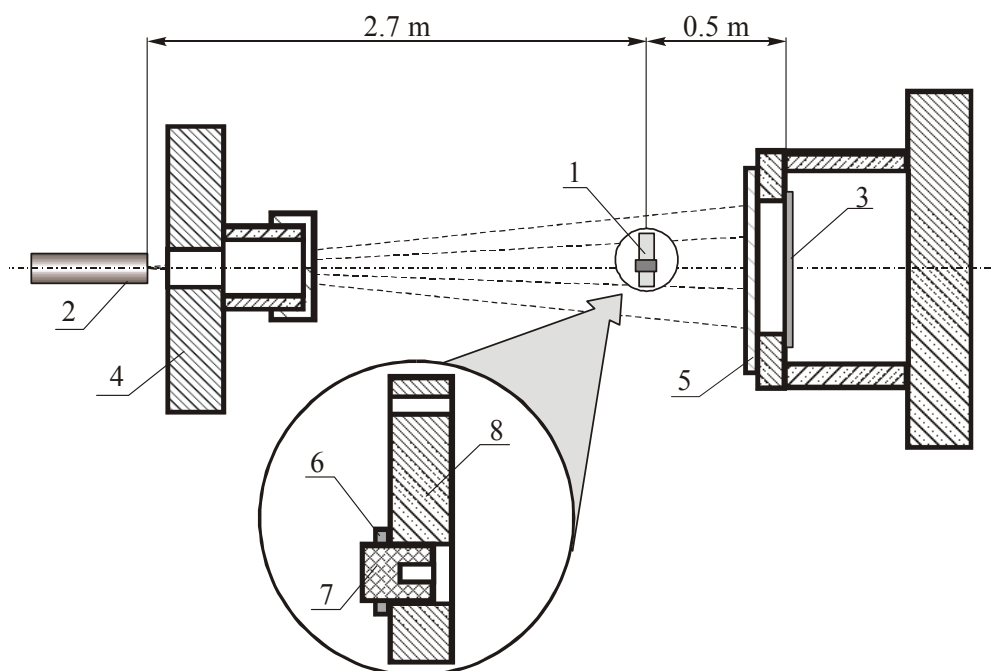
$$v_0 > \frac{r(t) - R_w}{t - t_0}. \quad (5.8)$$

Tym samym rozpatrywany problem został rozwiązany.

6. Przykład

6.1. Opis układu doświadczalnego

Schemat układu badawczego przedstawiono na rysunku 2. Zastosowany do badań rentgenograf impulsowy firmy SCADIFLASH umożliwia zarejestrowanie kształtu pierścienia tylko w wybranej chwili trwania procesu napędzania.



Rys. 2. Schemat stanowiska badawczego: 1- badany układ, 2 - lampa rentgenowska (promiennik), 3 - kasetka z filmem, 4 - osłona lampy, 5 - osłona kasety, 6 - próbka pierścieniowa, 7 - materiał wybuchowy, 8 - oprawa mocująca ładunek

W celu wyznaczenia zmiany wartości promienia pierścienia w całym zakresie jego ruchu do momentu fragmentacji, należało wykonać próby na kilkunastu ładunkach w różnych czasach rejestracji. Aby otrzymane wyniki były wiarygodne, szczególną uwagę zwrócono na podobieństwo wymiarowe użytych do badań ładunków. Przede wszystkim próbki pierścieniowe wykonano z jednego pręta miedzianego o właściwościach podanych w tabeli 1, zachowując przy tym wysokie tolerancje wymiarowe.

TABELA 1

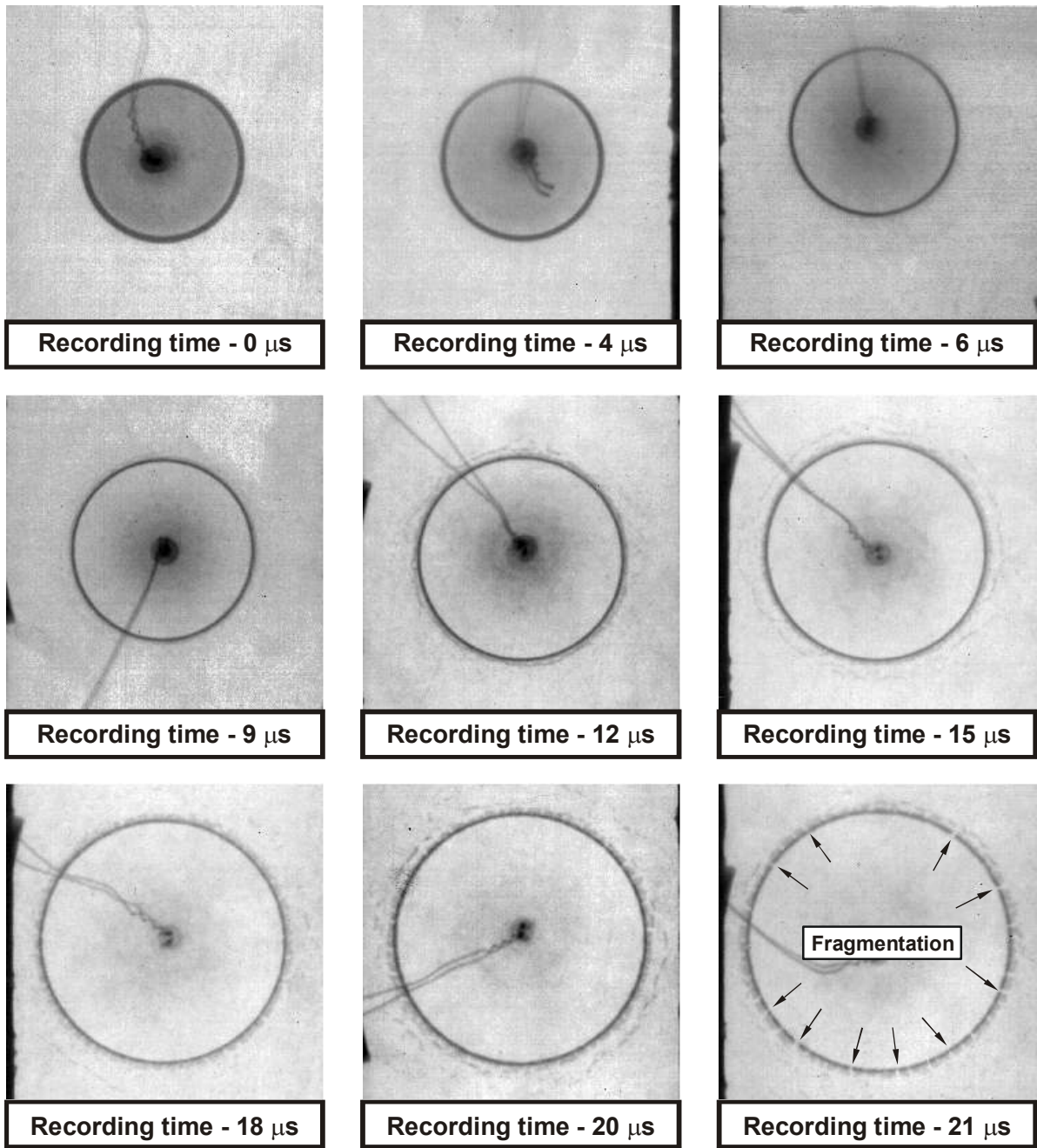
Właściwości miedzi użytej do badań

1	Gatunek	MIE
2	Średnia wielkość ziaren	113 μm
3	Twardość	97 HB1/49
4	Wytrzymałość na rozciąganie R_m	205 MPa
5	Granica plastyczności $R_{0,2}$	90 MPa
6	Wydłużenie	40%

Ostatecznego doboru pierścieniowych próbek do badań dokonano na podstawie pomiaru ich masy, przyjmując za kryterium odchyłki masy pierścienia od wartości średniej nie większej niż 0,1 g. Do elaboracji ładunku zastosowano prasowany materiał wybuchowy z jednej partii (TNT o gęstości $\rho_e = 1,54 \text{ g/cm}^3$ i prędkości detonacji $D = 6750 \text{ m/s}$).

6.2. Wyniki badań i ich analiza

Zestawienie zarejestrowanych rentgenogramów miedzianych pierścieni, napędzanych wybuchowo, przedstawiono na rys. 3.



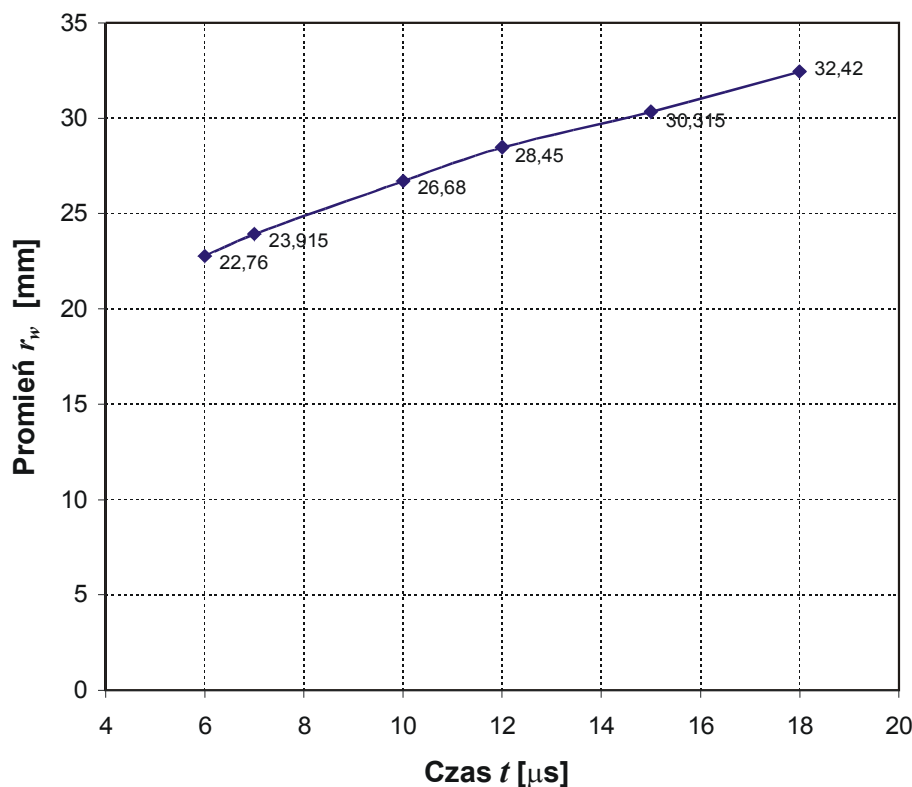
Rys. 3. Zestawienie rentgenogramów miedzianych pierścieni napędzanych wybuchowo

Na podstawie uzyskanych wartości promieni poszczególnych rentgenogramów dla odpowiednich czasów rejestracji wykonano wykres funkcji $r_w(t)$ (rys. 4).

Funkcję tę można aproksymować z dobrą dokładnością następującą parabolą:

$$r_w(t) = 20,15 + 1,00(t - t_0) - 0,0007(t - t_0)^2, \quad (6.1)$$

gdzie $t_0 = 4\mu s$, czas t podstawia się w μs , a promień $r_w(t)$ otrzymuje się w mm .



Rys. 4. Eksperymentalny kształt funkcji $r_w(t)$

Wyniki obliczeń uzyskane na podstawie paraboli (6.1) zamieszczono w tabeli 2

TABELA 2

Charakterystyki stanu odkształcenia w pierścieniu napędzanym wybuchowo

$t - t_0$ μs	r_{we} mm	r_{wa} mm	$\varepsilon_{\theta s}$	$\varepsilon_{\theta l}$	σ_{θ} MPa	$\dot{\varepsilon}_{\theta s} \cdot 10^{-4}$ 1/s	$\dot{\varepsilon}_{\theta l} \cdot 10^{-4}$ 1/s	$\dot{r}_w = v_w$ m/s
0	20,150	20,150	0	0	251	4,9628	4,9628	1000
2	22,0760	22,149	0,104	0,095	276	5,4398	4,5022	997,2
6	26,680	26,125	0,340	0,260	326	6,3829	3,7971	992
8	28,450	28,105	0,473	0,333	350	6,8459	3,5189	989
11	30,315	31,230	0,701	0,438	389	7,5763	3,1540	985

W tabeli 2 wprowadzono następujące oznaczenia:

$r_{we}(t)$ – promień wewnętrznej powierzchni pierścienia określony eksperymentalnie za pomocą rentgenogramów (rys.3 i rys.4),

$r_{wa}(t)$ – promień wewnętrznej powierzchni pierścienia określony parabolą (6.1),

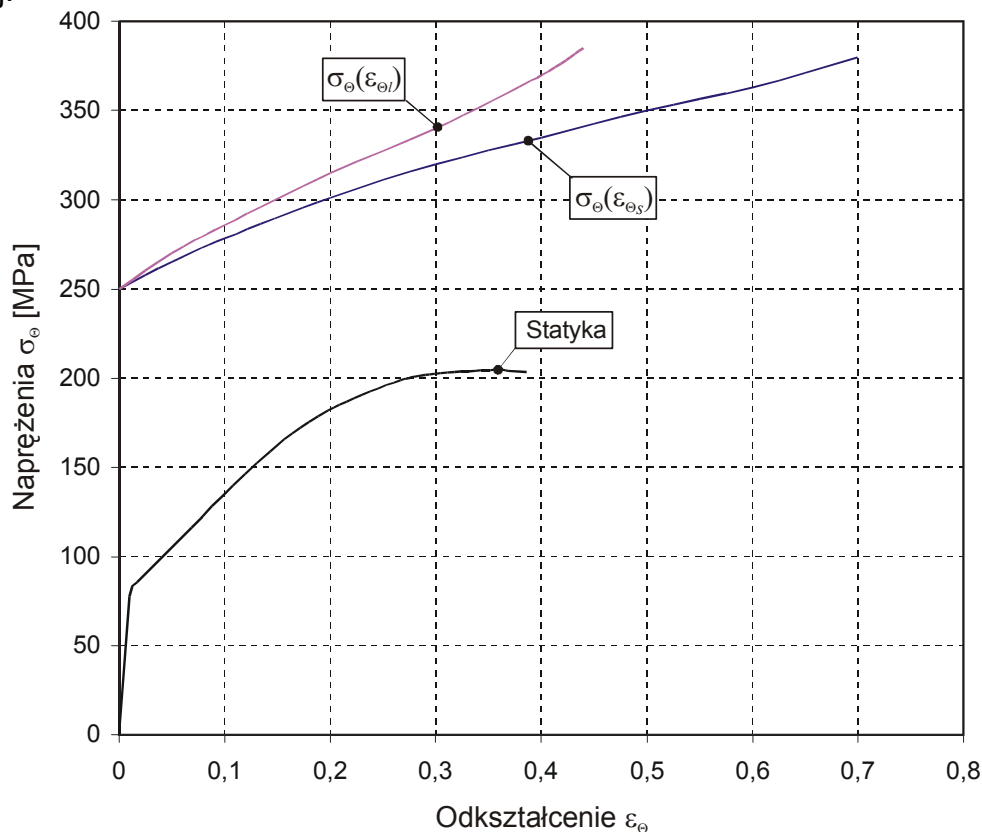
$$\varepsilon_{\theta s} = \frac{u_w(t)}{R_w} + \frac{1}{2} \left[\frac{u_w(t)}{R_w} \right]^2 - \text{odkształcenie skończone,}$$

$$\varepsilon_{\theta l} = \ln \frac{r_w(t)}{R_w} - \text{odkształcenie logarytmiczne,}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\theta l} = \frac{v_w(t)}{r_w(t)} - \text{szybkość odkształcenia logarytmicznego,}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\theta s} = \frac{r_w(t)}{R_w^2} v_w(t) = \left[\frac{r_w(t)}{R_w} \right]^2 \dot{\varepsilon}_{\theta l} - \text{szybkość odkształcenia skończonego.}$$

Wykresy dynamicznych zmian naprężeń σ_θ w funkcji $\varepsilon_{\theta s}$ i $\varepsilon_{\theta l}$ przedstawiono na rys.5. Dla porównania wykreślono również związek $\sigma_\theta - \varepsilon_\theta$ uzyskany z próby statycznej.



Rys. 5. Wykres związku $\sigma_\theta - \varepsilon_\theta$

7. Wnioski końcowe

1. Test pierścieniowy pozwala badać, z wystarczającą dla celów technicznych dokładnością, dynamiczne stany naprężenia i odkształcenia w całym zakresie zmian ich wartości do momentu fragmentacji pierścienia. Dla badanej miedzi M1E maksymalne odkształcenie skończone, przy którym następuje fragmentacja pierścienia $\varepsilon_{\theta s} \approx 0,7$.
2. Z porównania z wykresem statycznym $\sigma_\theta - \varepsilon_\theta$, wynika, że miedź M1E podczas dynamicznych odkształceń ulega wyraźnemu uplastycznieniu.
3. Krzywą eksperymentalną $r_w(t)$ można aproksymować do celów technicznych zastosowań parabolą drugiego stopnia. Współczynniki paraboli określa się indywidualnie dla każdego badanego materiału.
4. Skończone odkształcenia wprowadzają istotne różnice w porównaniu z odkształceniami logarytmicznymi.
5. Szybkość odkształcenia skończonego jest rosnącą funkcją czasu, natomiast szybkość odkształcenia logarytmicznego maleje w czasie inercyjnego ruchu pierścienia.

6. W teście pierścieniowym uzyskuje się szybkość odkształceń rzędu $10^4 - 10^5 1/s$.
7. Prędkość inercyjnego ruchu pierścienia praktycznie zachowuje stałą wartość do momentu jego fragmentacji.

Literatura

- [1] Г.Н. ЭПШТЕЙН, *Строение металлов, деформированных взрывом*, Металлургия, Москва 1988
- [2] Г.И.КАНЕЛЬ, С.В.РАЗОРЕНОВ, А.В.УТКИН, В.Е.ФОРТОВ, *Ударно-волновые явления в конденсированных средах*, Янус-К, Москва 1996.
- [3] A.K.ZUREK, J.N.JOHNSON, C.E.FRANTZ, *Characterization of dynamic fracture in copper under uniaxial stress and uniaxial strain*, J.de Physique, **49**, 9(1988).
- [4] A.E.KARDEN, P.E.WILLIAMS, R.R.KERN, *Shock waves and high-strain-rate phenomena in metals*, Plenum Press, New York 1981. (Przekład na język rosyjski: В сб.: Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов, Мир, Мсква 1984).
- [5] W.H.GOURDIN, *Analysis and assessment of electromagnetic ring expansion as a high-strain-rate test*, J.Appl. Phys., **65**, 2(1989).
- [6] W.H.GOURDIN, *Correlation between the ultimate elongations of rapidly expanding rings and stretching metal jets*, Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena, Eds. L.E.Murr, K.P.Staudhammer, M.A.Meyers, Marcel Dekker, Inc., New York-Basel-Hong Kong 1992.
- [7] В.М.КУЗНЕЦОВ, *О разрушении металлических колец в пластическом состоянии*, ФГВ, **9**, 4(1973)
- [8] E.WŁODARCZYK, J.JANISZEWSKI, S.CUDZIŁO, *О выбуховей методzie określenia dynamicznych właściwości miedzi*, Biul WAT, XLVII, 11(1998).
- [9] В.А.ВЫЖАНСКИЙ, В.Н.МИНЕЕВ, В.И.ЦЫПКИН, А.Г.ИВАНОВ, О.А.КЛЕЩЕВНИКОВ, *Экспериментальное исследование взрывного расширения тонких колец из отожженного алюминиевого сплава*, ФГВ, Т 12, 1(1976).
- [10] E.WŁODARCZYK, *Wstęp do mechaniki wybuchu*, PWN, Warszawa 1994.
- [11] Ф.А.БАУМ, Л.П.ОРЛЕНКО, К.П.СТАНЮКОВИЧ, В.П.ЧЕЛЫШЕВ, Б.И.ШЕХТЕР, *Физика взрыва*, Наука, Москва 1975.
- [12] E.WŁODARCZYK, J.JANISZEWSKI, *Dynamiczny stan naprężenia i odkształcenia w cienkim, rozszerzanym wybuchowo metalowym pierścieniu*, Biul WAT, - w druku.