

ANALIZA PROCESU NAPĘDZANIA LINERÓW W PRÓŻNI ZA POMOCĄ MATERIAŁÓW WYBUCHOWYCH

JERZY TYL i EDWARD WŁODARCZYK (WARSZAWA)

Dokonano numerycznej analizy procesu napędzania w próżni płytek (linerów) za pomocą stałych materiałów wybuchowych w różnych układach miotających. Wykazano, że wybuchowe układy miotające ze zmiennym miejscem pobudzenia detonacji ładunku i zastosowaniem osłon z ciężkich materiałów nie pozwalają w sposób istotny zwiększyć efektywności wykorzystania energii chemicznej wyzwolonej w procesie detonacji przy napędzaniu lekkich (cienkich) linerów. Natomiast w przypadku napędzania «ciężkich» płytek, układ ze zmiennym miejscem pobudzenia detonacji i ciężką osłoną jest «konkurencyjny» w porównaniu z układem klasycznym. Stwarza on bowiem możliwość uzyskania większych końcowych prędkości lineru i zapobiega jego fragmentacji.

1. WSTĘP

W pracach poświęconych wybuchowej kompresji plazmy dla osiągnięcia krytycznych parametrów syntezy termojądrowej [1-3] punkt wyjścia do analizy i optymalizacji układów stanowiły napędzone do dużych prędkości powłoki lub płytki zwane ogólnie linerami.

Jak pokazano w pracy [3], wydatek neutronów z reakcji termojądrowej w sposób istotny zależy od prędkości lineru (płytki) komprymującego plazmę. Uzyskanie możliwie maksymalnych prędkości linerów przy jednoczesnym wyeliminowaniu procesu ich fragmentacji jest w wymienionym problemie sprawą bardzo ważną.

Napędzanie linerów rozważane było przez wielu autorów. Między innymi problem ten badano w pracach teoretycznych [4 i 5] i eksperymentalnych [6 i 7]. Opierając się na przybliżonych modelach matematycznych układów miotających, oceniono graniczną prędkość miotania lineru przy danych parametrach danego układu oraz sprawność energetyczną tego układu. Liczono ją jako stosunek energii kinetycznej lineru do energii wyzwolonej z materiału wybuchowego (MW) w wyniku reakcji chemicznej. Z kolei w pracach [8 i 9] rozpatrzono zagadnienia przeciwniebieżnego napędzania linerów różniących się od sposobu klasycznego miejscem pobudzenia ładunku MW.

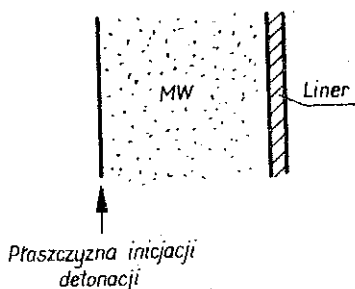
W niniejszej pracy zbadamy układy miotające ze zmienionym miejscem pobudzenia MW i ciężką osłoną. Celem pracy jest zbadanie możliwości takiego generatora obciążenia pod kątem podwyższenia sprawności energetycznej układu miotającego liner.

W rozdziale drugim pracy omawiamy badane modele układów miotających, a w trzecim podajemy równania problemu. W rozdziale czwartym zamieszczamy analizę numeryczną problemu i wynikające z niej wnioski.

2. MODELE UKŁADÓW MIOTAJĄCYCH

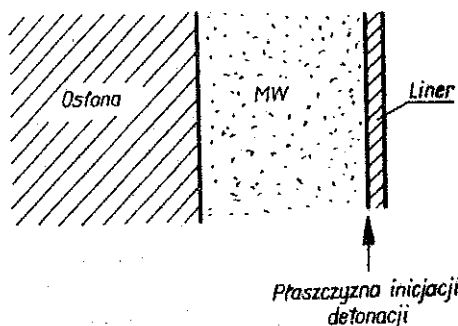
Klasyczny układ miotający [I] przedstawiony jest schematycznie na rys. 1.

W układzie tym po zainicjowaniu procesu detonacji front fali detonacyjnej (FD) propaguje się w prawo wzdłuż materiału wybuchowego, produkty zaś detonacji (PD) rozprężają się w lewo, wypływając do próżni. Po dojściu FD do lineru rozpoczyna się proces jego napędzania. Ciśnienie na granicy PD-liner szybko maleje w czasie. Dlatego liner osiąga dla danych parametrów układu maksymalną prędkość na stosunkowo krótkiej drodze (od 0,01 do 0,02 m).



Rys. 1

Układ z ciężką osłoną II, w którym oczekujemy, że uzyska się większą prędkość maksymalną miotania lineru w porównaniu z układem I, można przedstawić schematycznie w sposób pokazany na rys. 2. W układzie tym ładunek MW ograniczony jest z lewej strony ciężką osłoną. W pierwszym przybliżeniu przyjmujemy, że osłona



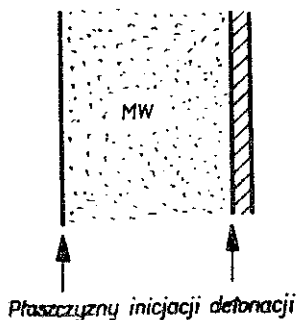
Rys. 2

ta stanowi sztywną nieodkształcalną ścianę. Następnie przybliżenie to zweryfikujemy, przeprowadzając obliczenia dla odkształcalnej osłony z uwzględnieniem odpowiedniego równania stanu jej materiału. Detonacja w tym układzie inicjowana jest na granicy MW-liner. Wówczas front FD porusza się w lewo, a ciśnienie wy-

wierane przez PD powoduje wstępne rozpędzanie lineru. Po odbiciu FD od osłony, w produktach detonacji propaguje się fala uderzeniowa (FU). Druga faza napędzania lineru następuje, gdy front FU dojdzie do granicy PD-liner.

Poszukując układu optymalnego, przeprowadzono również obliczenia dla układu II wybierając płaszczyznę inicjacji detonacji położoną wewnątrz MW w pewnej odległości od lineru.

W trzecim wariantcie wykonano obliczenia dla układu III o schemacie przedstawionym na rys. 3.



Rys. 3

Jak widać, w porównaniu z układem «klasycznym» I, mamy tu dodatkowo inicjowanie procesu detonacji na granicy MW-liner. Pomysł tego układu polega na wykorzystaniu zjawiska zderzenia się dwóch fal detonacyjnych w połowie ładunku, co w wyniku generuje falę uderzeniową o podwyższonej amplitudzie ciśnienia, propagującą się w kierunku lineru.

3. RÓWNANIA PROBLEMU

Do opisu przedstawionego problemu przyjęliśmy ogólne równania hydrodynamiki cieczy doskonałej [10].

Podejście takie stosowane było w wielu pracach (np. w [11 i 12]). Poprawność przyjętego modelu potwierdza dobra zgodność wyników obliczeń numerycznych z danymi eksperymentalnymi [13].

Dla symetrii płaskiej równania te mają postać:

$$(3.1) \quad \begin{aligned} \rho \frac{\partial x}{\partial r} &= \rho_0, & \frac{\partial x}{\partial t} &= v, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}, & \frac{\partial e}{\partial t} &= -p \frac{\partial \left(\frac{1}{\rho} \right)}{\partial t} + LQ, \end{aligned}$$

gdzie x i r oznaczają odpowiednio współrzędne cząstki materialnej Eulera i Lagrange'a; L jest prędkością wydzielania ciepła w reakcji chemicznej oraz Q oznacza ciepło reakcji (dla metali $Q \equiv 0$).

Dla aproksymacji frontów silnych nieciągłości stosowano sztuczną lepkość [14] wyrażoną dodatkowym ciśnieniem o postaci

$$(3.2) \quad p' = \begin{cases} c (\Delta r)^2 \frac{1}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 & \text{dla } \frac{d\rho}{dt} > 0, \\ 0 & \text{dla } \frac{d\rho}{dt} \leq 0, \end{cases}$$

gdzie c oznacza stałą rzędu jedności.

Kinetykę reakcji chemicznych, podobnie jak w pracach [11–13], opisywaliśmy zależnością Arrheniusa:

$$(3.3) \quad \frac{d\alpha}{dt} = -\nu\alpha \exp\left(-\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon}\right) = -L,$$

gdzie α oznacza koncentrację MW, ε_a energię aktywacji, a ν współczynnik liczbowy (dobieramy go tak, aby szerokość strefy reakcji pokrywała się z danymi eksperymentalnymi [15]).

Równania hydrodynamiki dla PD rozwiązywaliśmy metodą «rozbitcia wg procesów fizycznych» [12]. Polega ona na tym, że w każdym kroku czasowym liczony był najpierw ruch PD bez uwzględnienia reakcji chemicznych ($L=0$), a następnie określano zmianę parametrów związaną z wydzieleniem energii chemicznej.

W pierwszym przybliżeniu—celem porównania układów I i II—przyjeliśmy następujące założenia:

1. Liner jest nieściśliwy ($\rho = \rho_0 = \text{const}$). Przybliżenie to dla układów o symetrii płaskiej jest często stosowane w literaturze i daje dobrą zgodność z wynikami eksperymentów [4]. Ponieważ z nieściśliwości płaskiego linera wynika, że jego prędkość nie zależy od zmiennej r , przeto równanie jego ruchu można przedstawić w postaci

$$(3.4) \quad \frac{dv}{dt} = -\frac{p_z}{\rho_L \Delta x},$$

gdzie przez v oznaczono prędkość linera, p_z ciśnienie na granicy PD–linera, ρ_L gęstość materiału linera, Δx grubość linera.

2. Osłonę traktujemy jako sztywną ścianę, co sprowadza się do warunku na granicy PD–osłona $v \equiv 0$.

3. Do opisu PD stosujemy równanie stanu gazu politropowego z wykładnikiem politropy $\gamma=3$ w następującej postaci:

$$(3.5) \quad p = \rho\varepsilon(\gamma - 1).$$

Przybliżenie to przyjmowane jest często ze względu na uproszczenia rachunków. Daje ono dobry obraz jakościowy zjawisk, może natomiast prowadzić do różnic ilościowych [13].

W dalszym ciągu rozważań dla dokładniejszej ilościowej analizy problemu przeprowadziliśmy obliczenia z uwzględnieniem eksperymentalno-teoretycznych równań stanu materiałów.

Fizyko-mechaniczne właściwości miedzianego lineru opisaliśmy następującym równaniem [16]:

$$(3.6) \quad p = \left(a + \frac{b}{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0 \eta^2} + 1} \right) \rho \varepsilon + A \mu + B \mu^2,$$

gdzie

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{\rho}{\rho_0} - 1, & \eta &= \frac{\rho}{\rho_0}, & \rho_0 &= 8900 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}, \\ a &= 0,5, & b &= 1,5, \\ A &= 1,39 \cdot 10^9 \frac{\text{MPa}}{\text{m}^2}, & B &= 1,1 \cdot 10^9 \frac{\text{MPa}}{\text{m}^2}, \\ \varepsilon_0 &= 3,25 \cdot 10^7 \frac{\text{J}}{\text{kg}}. \end{aligned}$$

Do opisu własności materiału użyliśmy równania TAITY [4]:

$$(3.7) \quad p = A_1 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right].$$

W przedstawionym problemie o dokładności wyników w dużym stopniu decyduje równanie stanu PD. Dlatego w obliczeniach wykorzystaliśmy dość dokładne równanie stanu PD heksogenu [17], które daje zgodny z eksperymentem opis parametrów fali detonacyjnej [13].

Równanie to ma postać:

$$(3.8) \quad \begin{aligned} p &= p_y + \gamma \rho (E - E_y - A), \\ T &= 300 (p - p_y) / (\rho \psi), \\ \gamma &= R \psi / [c_v + 0,3 R (\psi - 1)], \\ \psi &= 1 + (2,7 \tau + 15 \tau^4) / (1 + 2,6 \tau^4), \\ \tau &= 0,72 \rho (T/1000)^{-0,3}, \\ c_v &= 1,76 R \theta^2 \exp \theta / (\exp \theta - 1)^2 + 2,624 R, \\ \theta &= 3200/T, \\ A &= 1,76 RT \theta [1 - \theta \exp \theta / (\exp \theta - 1)] / [25 (\exp \theta - 1)], \\ p_y &= (154 \rho^3 - 126 \rho^2) \cdot 10^7 \text{ Pa}, \\ E_y &= 0,77 \rho^2 - 1,26 \rho \text{ [kJ/g]}. \end{aligned}$$

Równania hydrodynamiki i równania stanu uzupełnione warunkami zgodności ciśnień i przemieszczeń (prędkości) na granicach kontaktu ośrodków oraz warunkami początkowymi stanowią pełne, matematyczne sformułowanie problemu.

4. ANALIZA WYNIKÓW I WNIOSKI

Dla analizy porównawczej układów I, II i III przyjęliśmy w pierwszej kolejności następujące parametry:

a) materiałem wybuchowym jest heksogen; grubość ładunku $h=0,05$ m; gęstość początkowa $\rho_0=1500$ kg/m³.

b) Linerem jest miedź; grubość początkowa $\Delta x=0,003$ m; $\rho_0=8900$ kg/m³.

c) Ostoną jest ołów; grubość początkowa $\Delta l=0,04$ m; $\rho_0=11340$ kg/m³.

Dla modelu uproszczonego (por. założenia 1, 2 i 3 zamieszczone w rozdziale 3) wykonano obliczenia dla układów I i II. Wyniki obliczeń przedstawiamy w postaci wykresów na rysunkach 4-9. Na rys. 4 zamieszczono wykresy charakteryzujące zmianę prędkości ruchu lineru: w układach I linią ciągłą, a w układach II linią przerywaną. Na rys. 5 w analogiczny sposób przedstawiono zmianę ciśnienia na granicy PD-liner jako funkcję położenia granicy PD-liner ($p_z=p_z(x)$).

Z przedstawionych zależności wynikają następujące wnioski:

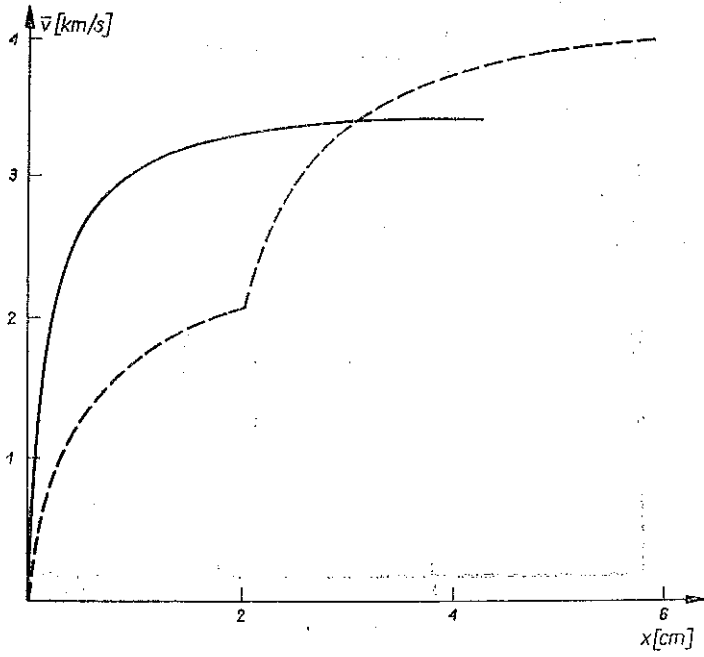
a) Prędkość lineru w układzie II jest większa niż w układzie I, a sprawności energetyczne wynoszą odpowiednio $W_{II} \approx 50\%$ i $W_I \approx 35\%$.

b) Czas i droga napędzania lineru są krótsze w układzie I.

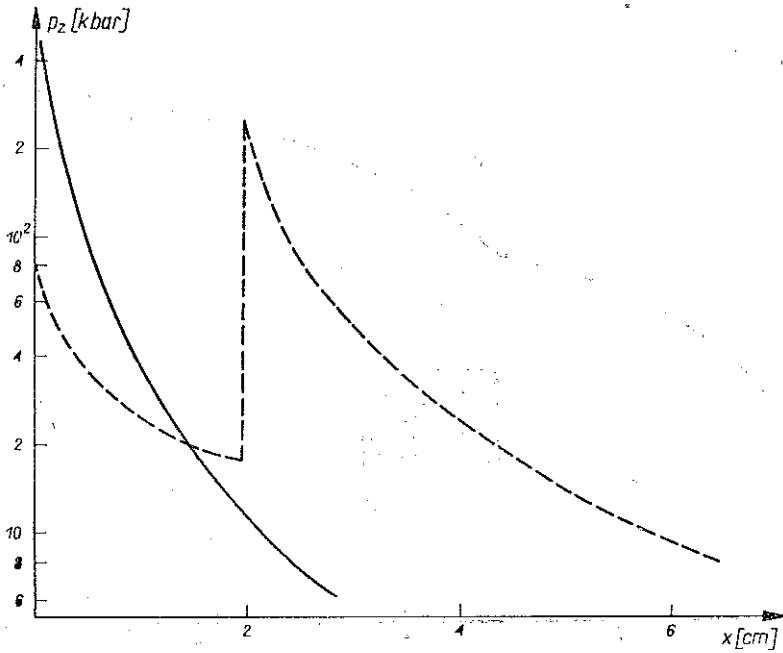
c) Maksymalne ciśnienie na granicy PD-liner wynoszą odpowiednio $p_{zI} \approx 60000$ MPa, $p_{zII} \approx 20000$ MPa. Obniżenie maksymalnego ciśnienia w układzie II ma istotne znaczenie przy zapobieganiu procesowi fragmentacji linerów, szczególnie grubych.

Korzystne podwyższenie prędkości lineru i sprawności energetycznej w układzie II spowodowało, że przeprowadziliśmy bardziej szczegółową i dokładną analizę układów I i II z uwzględnieniem eksperymentalno-teoretycznych równań stanu (3.6), (3.7) i (3.8). Wyniki tej analizy przedstawiamy na kolejnych rysunkach. I tak na rysunkach 6 i 7 wykreślono zmianę średniej prędkości lineru ($\bar{v} = \int v dm / \int dm$) w układzie I i II w funkcji jego położenia. Ponadto umieszczono na nich schematy układów miotających (strzałką oznaczono płaszczyznę, w której zainicjowany zostaje proces detonacji).

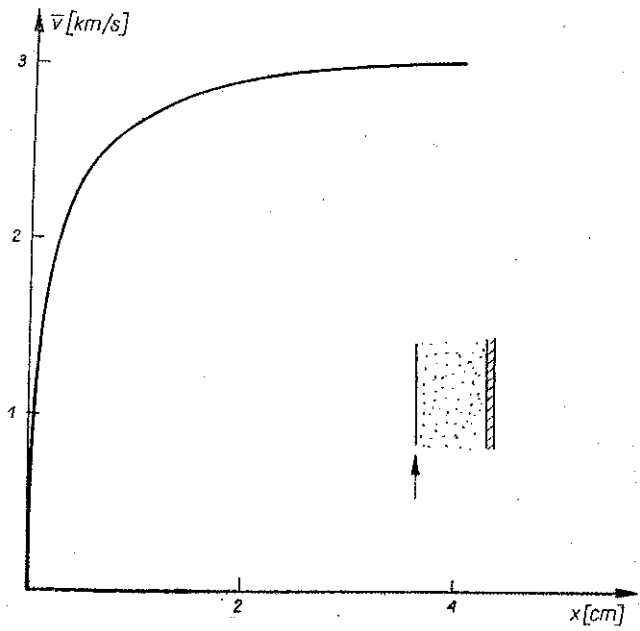
Z porównania wykresów zamieszczonych na rysunkach 4 i 6 wynika, że model uproszczony układu I daje zawyżone wyniki w stosunku do modelu ścisłego, natomiast pod względem jakościowego opisu przebiegu procesu ruchu lineru z obydwóch modeli uzyskuje się podobne rezultaty. Z kolei analiza wyników dla układu II (rys. 4 i 7) pokazuje, że założenia 2 i 3 wymienione w rozdziale 3 prowadzą do wyraźnie zawyżonych prędkości lineru. Uwzględnienie odkształcalności ostony powoduje, że część energii PD przechodzi w jej energię wewnętrzną i nie bierze udziału w napędzaniu lineru. Ponadto opisanie właściwości PD eksperymentalno-teoretycznym równaniem stanu sprawia, że prędkości fali detonacyjnej i odbitej są mniejsze niż w modelu uproszczonym, co wydłuża czas trwania procesu (w porównaniu z modelem uproszczonym) i w końcowym efekcie prowadzi do mniejszych prędkości napędzanego lineru. W rezultacie dla układów I i II z ostoną ołowianą (rys. 6, 7) uzyskujemy praktycznie te same prędkości lineru (inaczej niż w modelu uproszczonym; por. rys. 4).



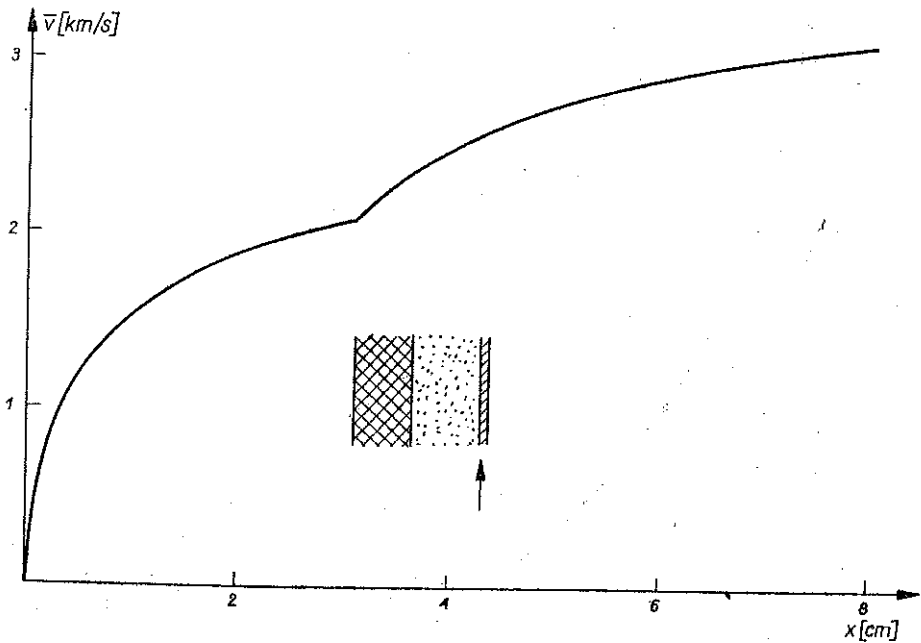
Rys. 4



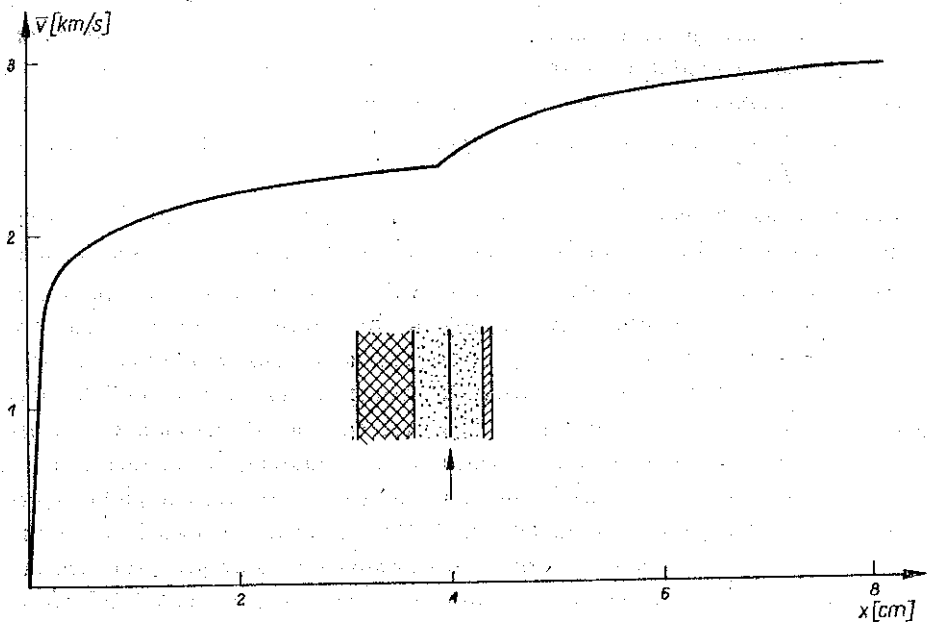
Rys. 5



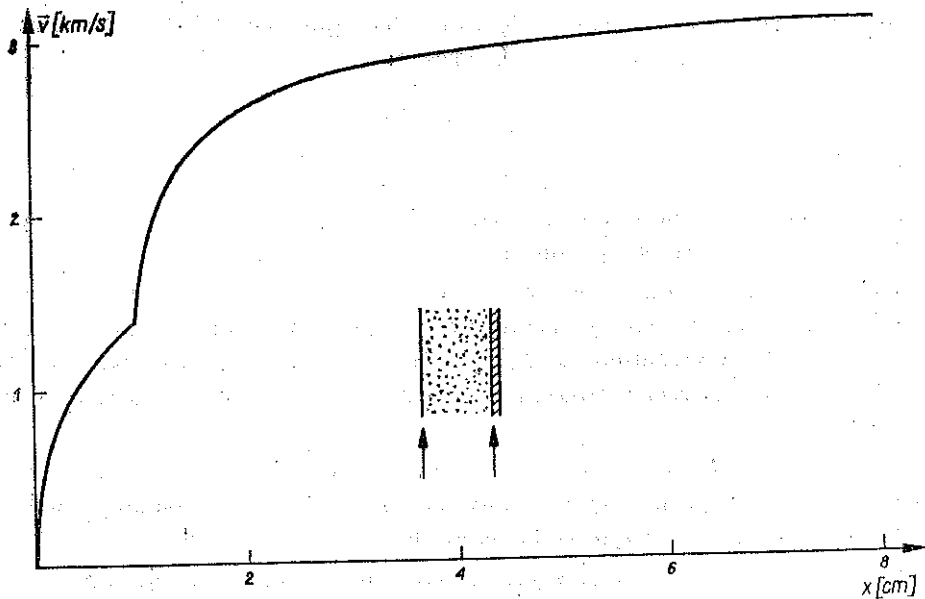
Rys. 6



Rys. 7
[484]



Rys. 8



Rys. 9

[485]

Poszukując układu optymalnego wykonaliśmy obliczenia dla układu II zmieniając miejsce inicjacji detonacji. Okazało się, że zabieg ten nie prowadzi do istotnej zmiany końcowej prędkości lineru. Przykładowo pokazujemy wynik obliczeń dla układu z pobudzeniem ładunku w połowie jego grubości (rys. 8).

Na rys. 9 przedstawiono średnią prędkość lineru jako funkcję jego położenia dla układu III.

Podobnie jak dla układu II i tu wyraźnie widać dwustopniowy charakter procesu napędzania lineru. Brak natomiast istotnej różnicy w końcowej prędkości lineru.

Reasumując tę część analizy wyników (rys. 4–9), widzimy, że uproszczenia modelowe prowadzą w powyższym problemie do istotnych zmian. Dużą uwagę należy zwrócić więc na poprawny opis własności materiałowych (równania stanu) przede wszystkim PD i osłony. Mniejsze znaczenie ma wybór modelu lineru. Założenie jego nieściśliwości nie wprowadza istotnego błędu i dla układu o symetrii płaskiej jest dobrym przybliżeniem. Wiąże się to z faktem, że energia całkowita lineru równa jest praktycznie, tak jak dla lineru nieściśliwego, jego energii kinetycznej (udział energii wewnętrznej jest mniejszy niż 1%), a gradienty prędkości w przekroju poprzecznym lineru są niewielkie (przy stosowanych w praktyce grubościach linerów—rzęd kilku mm). Wyjątek stanowi początek procesu napędzania (uwagi powyższe nie mają wówczas zastosowania), ale jest to etap mało istotny z punktu widzenia prowadzonych w pracy rozważań.

Opierając się na dotychczasowych wynikach uzyskanych przy wykorzystaniu eksperymentalno-teoretycznych równań stanu, należy stwierdzić, że wybuchowe układy napędzania ze zmiennym miejscem pobudzenia ładunku, wykorzystujące osłony z ciężkich materiałów, nie pozwalają w znaczny sposób zwiększyć efektywności wykorzystania energii chemicznej wyzwolonej w procesie detonacji.

Wymienione spostrzeżenia są poprawne dla typowych układów miotających z lekkimi linerami, dla których $\eta_1 > 2$, gdzie

$$\eta_1 = \frac{\rho_{0\text{ MW}} \Delta l}{\rho_{0\text{ L}} \Delta x} = \frac{m_{\text{WM}}}{m_{\text{L}}},$$

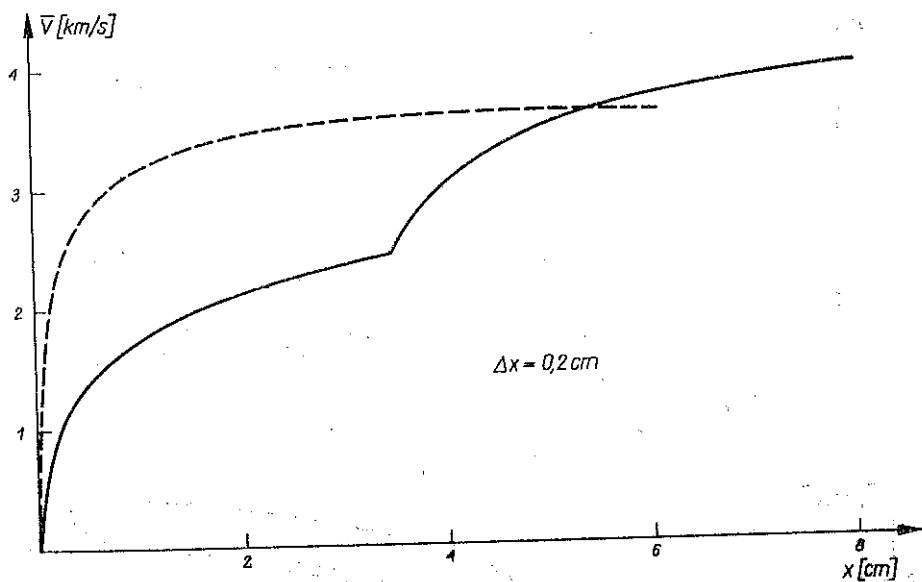
m_{MW} oznacza masę jednostkową (na jednostkę pola powierzchni) materiału wybuchowego oraz m_{L} jest masą jednostkową lineru.

Nieco inaczej przedstawia się rzecz w przypadku napędzania «ciężkich» linerów ($\eta_1 < 2$). Analizując przyczyny niewielkich różnic w końcowej prędkości lineru w układach I i II stwierdziliśmy, że istotny wpływ na wartość prędkości lineru w układzie II ma efekt odciążenia związany z ruchem lineru w pierwszej fazie jego rozpadzania.

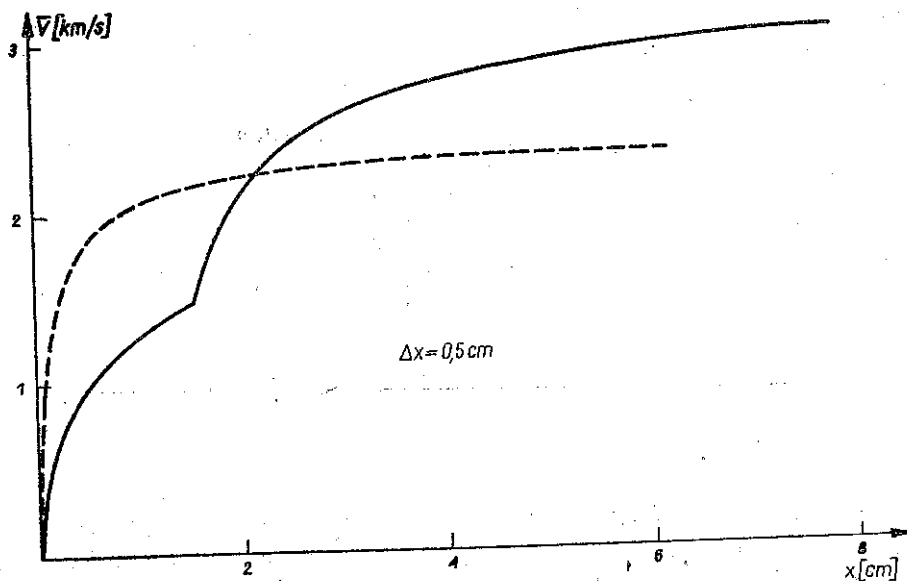
Związane z tym rozrzedzenie gazów powybuchowych powoduje zmniejszenie intensywności propagującej się w produktach detonacji fali uderzeniowej i w końcowym efekcie mniejsze przyrosty prędkości lineru.

Można oczekiwać, że zwiększając grubość (masę) lineru zmniejszyśmy wpływ niekorzystnego efektu odciążenia i poprawimy efektywność wykorzystania wyzwolonej

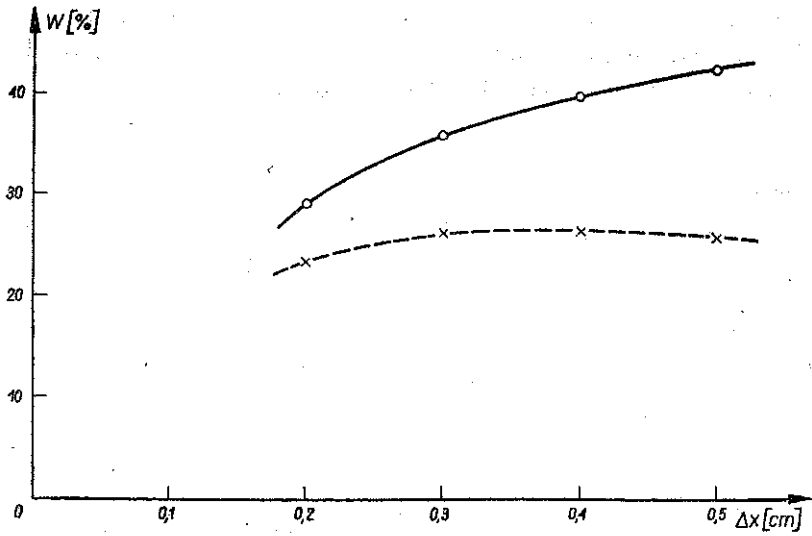
lonej w wyniku detonacji MW energii chemicznej. Dla weryfikacji powyższego wniosku przeprowadziliśmy obliczenia dla układów I i II (w układzie II osłonę traktowaliśmy jak sztywną ścianę) przyjmując grubości linera $\Delta x = 0,2; 0,3; 0,4$ i $0,5$ cm.



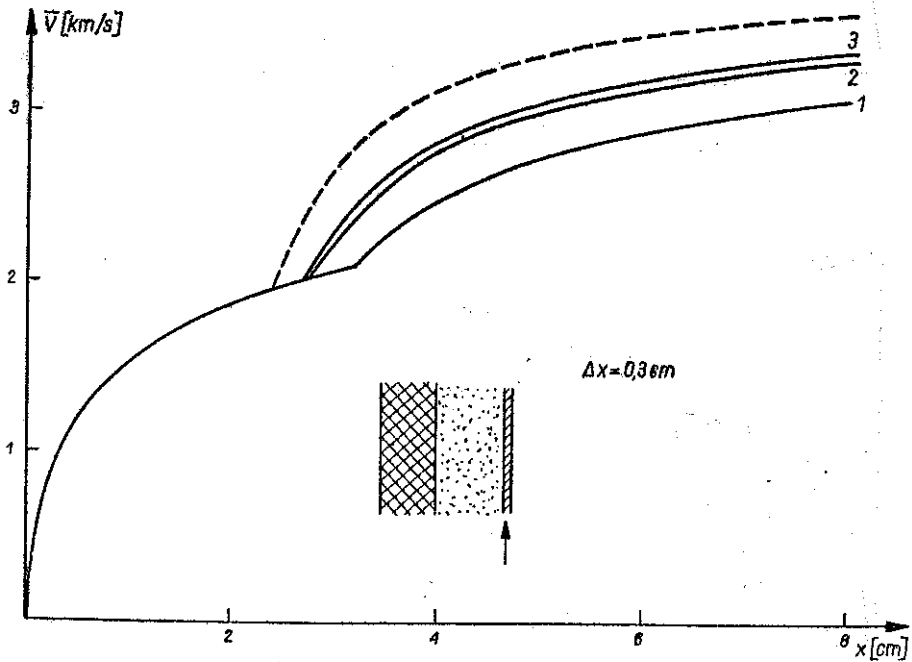
Rys. 10



Rys. 11



Rys. 12



Rys. 13

Wyniki w pełni potwierdzają przewidywania; wraz ze wzrostem grubości linera względny przyrost prędkości $\Delta v = (v_{II} - v_I) / v_I$ rośnie. Przykładowo przedstawiamy wyniki (linią przerywaną w układzie I, linią ciągłą w układzie II) dla $\Delta x = 0,2$ cm (rys. 10) i $\Delta x = 0,5$ cm (rys. 11).

Interesująca jest zależność sprawności energetycznej układów I i II od grubości linera (rys. 12). Na jej podstawie możemy wysnuć następujące wnioski:

a) Uproszczony model opisu PD (politropa z $\gamma=3$) prowadzi do zawyżonych wartości sprawności W_{II} . Dla $\Delta x=0,3$ cm z modelu przybliżonego otrzymaliśmy $W_I \approx 35\%$ i $W_{II} \approx 50\%$, a przy zastosowaniu równania stanu (3.8) odpowiednio 26% i 35%.

b) Dla układu «klasycznego» I przy danych parametrach ładunku MW (w badanym przypadku $\rho_0=1500$ kg/m³, $\Delta l=0,05$ m) istnieje optymalna grubość linera Δx (w badanym przypadku $\Delta x \approx 0,0035$ m), przy której sprawność energetyczna jest maksymalna.

c) Dla układu ze zmienionym miejscem pobudzenia ładunku i osłoną II ze wzrostem grubości linera sprawność energetyczna rośnie. Ostatni wniosek wysnuty jest na podstawie obliczeń, w których osłona traktowana była jak sztywna ściana. Jest on również poprawny dla osłon wykonanych z materiałów odkształcalnych. Pamiętać jednak należy, że sprawność W_{II} na rys. 12 jest najwyższa, jaką można uzyskać w danym układzie. W przypadku osłon z realnych materiałów sprawność ta jest niższa i zależy od rodzaju materiału osłony.

Wpływ rodzaju materiału osłony pokazany jest na rys. 13. Cyfry oznaczają odpowiednio osłony z materiałów: 1—ołów, 2—złoto, 3—platyna; linia przerywana oznacza wyniki uzyskane dla osłony nieodkształcalnej.

Podsumowując wyniki pracy, należy stwierdzić, że w przypadku rozpędzania «ciężkich» płytek układ z odpowiednio dobranym miejscem pobudzenia i ciężką osłoną jest «konkurencyjny» w porównaniu z układem klasycznym. Stwarza on bowiem możliwość uzyskania większych końcowych prędkości linera i zapobiega jego fragmentacji.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. S. KALISKI, *Explosive compression of plasma to critical values of thermonuclear fusion. Part I and II*, J. Techn. Phys., **18**, 2, 1977.
2. В. А. Чураев, К. М. Лобанов, В. П. Феляков, В. Д. Дятлов, А. М. Томонин, *Сжатие плазмы проводящим лайнером ускоренным с помощью взрыва*, ЖТФ, **45**, 7, 1975.
3. A. GAŁKOWSKI, W. GLUCHOWSKI, S. KALISKI, R. ŚWIERCZYŃSKI, *Neutron yield for explosion-induced D-T compression in cylindrical system with heavy inertial layer*, J. Techn. Phys., **20**, 3, 1979.
4. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В. П. Чельшев, Б. И. Шехтер, *Физика взрыва*, Москва 1975.
5. H. KNOPFEL, *Pulsed high magnetic fields*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam-London 1970.
6. Г. И. Канель, А. М. Молодец, А. А. Воробьев, *О метании пластин взрывом*, ФГНВ, **6**, 1974.
7. W. BABUL, J. BAGROWSKI, M. FRUCZEK, S. KALISKI, M. KORZUŃ, *Experimental analysis of motion of explosion-accelerated metal linera*, J. Techn. Phys., **18**, 1, 1977.
8. E. WŁODARCZYK, *On a closed-form solution to the problem of driving flat piston by explosion products*, J. Techn. Phys. **21**, 2, 1980.

9. E. WŁODARCZYK, *On oppositely directed driving of a medium layer with a rigid unloading by explosives*, Bull. Acad. Polon. Sci., Série Sci. techn., **27**, 10, 1979.
10. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Москва, 1966.
11. M. H. BOYEN, *Calculation of the characteristics of detonation waves in real materials*, J. Appl. Phys., **11**, 2, 1969.
12. М. В. Баталова, С. М. Бахрах, В. Л. Загускин, В. Н. Зубарев, *Расчет структуры детонационных волн*, ПИМТФ, **3**, 1971.
13. A. GASEK, S. KALISKI, J. TYL, *Model optimization of detonation-wave description on consideration of combustion kinetics*, J. Techn. Phys., **20**, 1, 1979.
14. R. D. RICHTMYER, K. W. MORTON, *Difference methods for initial value problems*, Interscience, New York-London 1967.
15. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов, К. К. Шведов, *Детонационные волны в конденсированных средах*, Москва, 1970.
16. P. Ch. CHOU, J. CARLEONE, R. P. KARPP, *Criteria for jet formation from impinging shells and plates*, J. Appl. Phys., **47**, 7, 1976.
17. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов, *Уравнение состояния продуктов детонации гексогена*, ФГНВ, **4**, 1966.

Резюме

АНАЛИЗ ПРОЦЕССА РАЗГОНА ЛАЙНЕРОВ В ВАКУУМЕ ПРИ ПОМОЩИ
ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Проведен численный анализ процесса разгона в вакууме пластинок (лайнеров) при помощи твердых взрывчатых веществ в разных метательных системах. Показано, что взрывные метательные системы с переменным местом возбуждения детонации заряда и применением оболочек из тяжелых материалов, не позволяют существенным образом увеличить эффективности использования химической энергии, освобожденной в процессе детонации, при разгоне легких (тонких) лайнеров. В случае же разгона „тяжелых” пластинок, система с переменным местом возбуждения детонации и с тяжелой оболочкой является „конкурирующей” по сравнению с классической системой. Ибо создает она возможность получения больших остаточных скоростей лайнера и предотвращает его фрагментацию.

SUMMARY

ANALYSIS OF THE PROCESS OF DRIVING THE LINERS BY EXPLOSIVES IN VACUO

A numerical analysis is performed of the driving process in vacuo of liners by solid explosives in different launching systems. It is demonstrated that the explosion-induced launching systems with a variable place of initiating the detonation of the charge and with the application of shields made of heavy materials do not permit the effectiveness to be substantially increased of utilizing the chemical energy released in the detonation process when driving the light-weight (thin) liners; whereas in the case of driving heavy liners, the system with a variable place of initiating the detonation and with a heavy shield, is competitive with the classical system, as it offers the possibility of obtaining higher final velocities of the liner and prevents its fragmentation.