

Lesław Kyziol
Krzysztof Świątek
Akademia Marynarki Wojennej

MODELOWANIE I WERYFIKACJA DOŚWIADCZALNA PRZEBIJALNOŚCI TARCZY POCISKAMI

STRESZCZENIE

Przedstawiono problematykę dotyczącą okrętowych osłon balistycznych zilustrowaną przykładami perforacji i penetracji. Podano zasadnicze modele znane z literatury penetracji i perforacji. Zaprezentowano teoretyczne krzywe penetracji dla dynamicznej wytrzymałości materiałów. Dokonano próby opisu wyników eksperymentalnych za pomocą znanych modeli.

Słowa kluczowe:

osłony balistyczne, perforacja, penetracja, modele penetracji, przestrzeliwanie tarczy pociskami, krzywe penetracji, fazy penetracji.

WSTĘP

Problematyka dotycząca okrętowych osłon balistycznych („tarcz”) chroniących szczególnie pomieszczenia okrętowe przed pociskami i odłamkami jest ciągle przedmiotem intensywnego doskonalenia. Dąży się głównie do tego, aby ich energia kinetyczna została całkowicie zużyta w trakcie miejscowej penetracji, czy też perforacji, jednakże z prawie zupełną utratą pocisku. Można znaleźć analogię między penetracją stalowej płyty przez pocisk w kształcie pręta (o stosunku długości do średnicy $L/D \gg 1$) a penetracją ładunku ukształtowanego w postaci strumienia (rys. 1.) [15]. Resztkowy pocisk o zmniejszonej długości i szybkości wraz z otaczającą chmurą odłamków wykazuje stosowną plastyczność (ciągliwość) w odróżnieniu od pocisków wykonanych z materiałów kruchych. Zatem odpowiednia

ciągłość materiału pocisku jest postulowana dla osiągnięcia jego wysokiej wzdłużnej sprawności balistycznej.

Celem artykułu jest zaprezentowanie dostępnych w literaturze modeli opisujących proces penetracji stalowych osłon balistycznych ostrzeliwanych pociskami karabinowymi oraz próba opisu wyników eksperymentalnych za pomocą znanych modeli. W Instytucie Podstaw Konstrukcji Maszyn prowadzone są obecnie prace naukowo-badawcze, których celem jest opracowanie materiałów, a następnie konstrukcji odpornych na przebijanie pociskami kal. 12.7 mm. Artykuł ten zapoczątkowuje cykl tematów dotyczących odporności na przebijalność materiałów i konstrukcji.



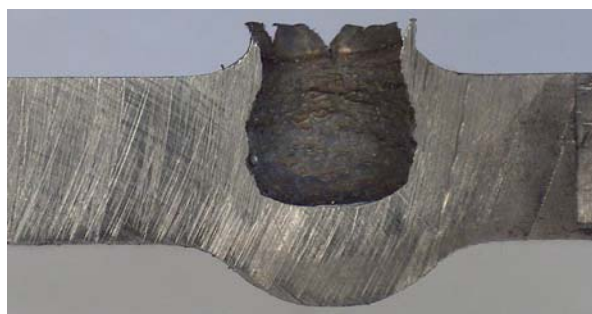
Rys. 1. Etapy procesu balistycznej perforacji tarczy stalowej przez stalowy pocisk ($L/D = 10$) o szybkości uderzenia $V_{pk} = 2500$ m/s (przypomina mechanizm oddziaływania strumienia) [15]

PENETRACJA I PERFORACJA OSŁONY BALISTYCZNEJ POCISKAMI

W konstrukcjach lądowych z pancierzami balistycznymi stosuje się różne metody przeciwdziałania przebijaniu, między innymi metody reaktywne (ładunkiem wybuchowym) lub „strukturalne”, które mają na celu zmniejszenie szybkości lub zniszczenie pocisku bojowego uderzającego z szybkością V_{pk} w płytę osłonową o gęstości ρ_T z energią (E_p) i pędem (P_p) [14, 15].

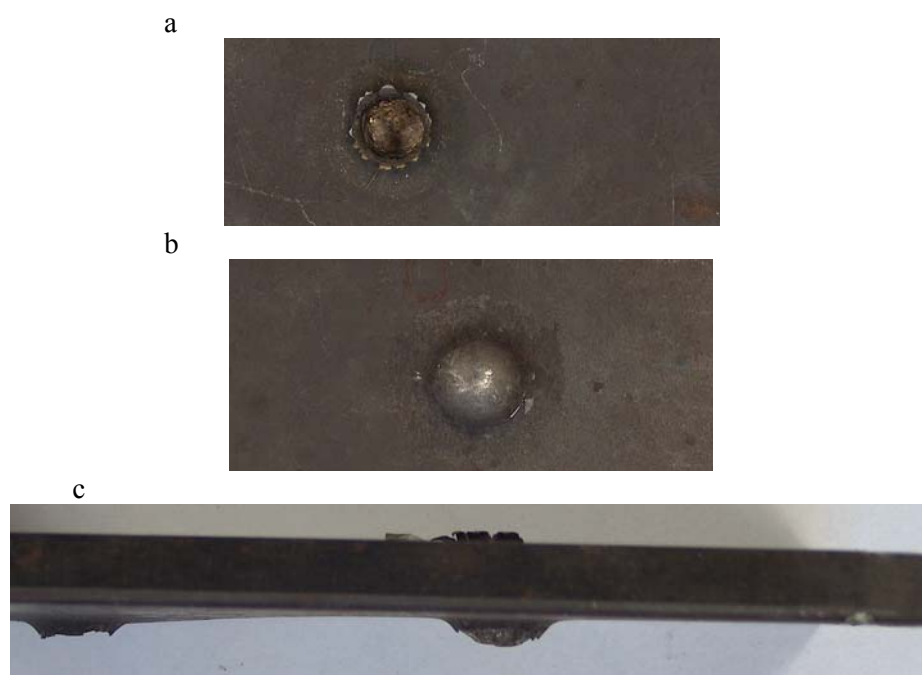
Uderzenie pocisku o przeszkodę wywołuje zwykle miejscowe ścinanie adiabatyczne i erozję balistyczną, wywołując miejscową defragmentację (połączoną najczęściej z nadtopieniem tarczy i/lub pocisku) oraz penetrację lub perforację osłony (tarczy) (rys. 1–4). W trakcie przestrzeliwania osłon balistycznych występuje często emisja śmiertelnych odłamków. Powstający w tarczy otwór (lub krater) ma określoną średnicę d_t oraz głębokość l_t . Fragmenty „reszkowe” (odłamki) pocisków ze stali hartowanej

(o zmieniającej się przy penetracji balistycznej l_t i V) mogą wykazać większą plastyczność niż pociski „ostre” i twarde (rys. 2.) oraz „tępe” lub wykazujące kruchość.



Rys. 2. Makroskopowe obrazy krateru wypełnionego resztkami rozdrobnionego i wyrodowanego pocisku karabinowego ze śladami adiabaticznego ścinania, przekrój szlifowany tarczy stalowej ze stali 10GHMBA

Zwykle mechanizmy przebijania i efekty balistyczne są odmienne, szczególnie w osłonach metalowych o zróżnicowanej grubości i ciągliwości oraz twardości, nawet przy podobnych wielkościach energii kinetycznej pocisków [15, 16].



Rys. 3. Obraz penetracji materiału tarczy ze stali 10GHMBA pociskiem kal. 7.62 mm



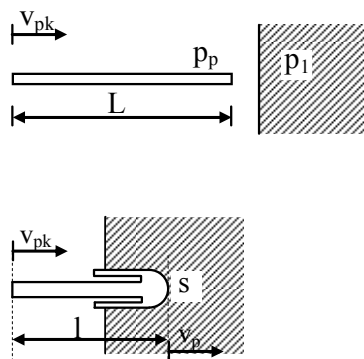
Rys. 4. Obraz perforacji materiału tarczy ze stali 10GHMBA pociskiem kal. 12.7 mm

W oparciu o przeprowadzone badania będą podejmowane różne sposoby skutecznego przeciwdziałania procesom destrukcji balistycznej wywołanej w stosunkowo „cienkich tarczach” okrętowych przez pociski karabinowe o szybkościach uderzenia $V_{pk} < 1000$ m/s.

MODELE PENETRACJI POCISKU W TARCZY

Model penetracji tarczy przez strumień cieczy

Początkowo dążono do określenia penetracji materiału przez pociski i ukształtowane w postaci „strumienia cieczy” ładunki odniesione do teorii tego samego procesu fizycznego. W tym kierunku prowadzili badania między innymi Pack, Evans oraz Eichelberger [4, 7], nadając „penetratorom” kształt cylindryczny z zachowaniem stosunku długości do średnicy $L/D \gg 1$ (długość/średnica) i zgodnie z modelem penetracji strumienia cieczy — obserwowano zachowanie się pocisku o gęstości ρ_p uderzającego z szybkością V_{pk} w półnieskończoną tarczę o gęstości ρ_T .



Rys. 5. Schematyczne obrazy „płynięcia metalu” podczas penetracji balistycznej materiałów tarczy pociskiem — wg modelu „strumienia cieczy” dla $V_{pk} > V_{gr}$

Przy wysokich szybkościach wpływ wytrzymałości materiału jest w pierwszym przybliżeniu pomijalnie mały, a pocisk penetruje w tarczę podobnie do strumienia cieczy. Penetracja tarczy przez pocisk następuje przy prawie „ustalonym przepływie” i dynamicznej równowadze ciśnienia na czole pocisku [15]. Pocisk będzie się poruszać z szybkością V_p w punkcie S (rys. 5.), natomiast koniec z szybkością V_{pk} . Ponieważ $V_{pk} > V_p$, to chwilowa długość pocisku l zmniejsza się z szybkością erozji, co można zapisać:

$$dl/dt = - (V_{pk} - V_p). \quad (1)$$

Dla jednowymiarowego, ustalonego przepływu cieczy nieściśliwej równanie Bernoulliego dla punktu S przyjmuje postać:

$$0.5 \rho_p (V_{pk} - V_p)^2 = 0.5 \rho_T V_p^2 = const. \quad (2)$$

Z powyższego wynika, że stała szybkość penetracji wyniesie

$$V_p = \frac{V_{pk}}{1 + (\rho_T / \rho_p)^{1/2}}. \quad (3)$$

Czas penetracji T_0 , do zakończenia erozji pocisku, wyniesie

$$T_0 = \frac{L}{V_{pk} - V_p}. \quad (4)$$

Głębokość penetracji p

$$p = V_p T_0 = L \sqrt{\rho_p / \rho_T}. \quad (5)$$

Z (5) wynika niezależność głębokości penetracji od szybkości uderzenia. Jest to możliwe — przy pominięciu efektu wytrzymałości materiału — tylko w przypadku bardzo wysokich szybkości uderzenia, ponieważ dominuje dynamiczne ciśnienie przepływu równe $0.5 \rho_p V_{pk}^2$ [7].

Model penetracji według Allena i Rogersa

Zastosowanie teorii strumienia cieczy dla opisanie penetracji tarczy przez pręt przy niższych szybkościach wymagało wprowadzenia do zmodyfikowanego równania Bernoulliego tzw. dynamicznego parametru wytrzymałości materiału T' [2]:

$$0.5 \rho_p (V_{pk} - V_p)^2 = 0.5 \rho_T V_p^2 + T' = const. \quad (6)$$

Allen i Rogers [2] wykorzystali stały parametr T' będący różnicą dwóch stałych: wytrzymałości dynamicznej tarczy T i pręta P

$$T' = T - P. \quad (7)$$

Wykorzystując te zależności, równanie Bernoulliego przyjmuje postać:

$$P + 0.5 \rho_p (V_{pk} - V_p)^2 = 0.5 \rho_p V_p^2 + T', \quad (8)$$

gdzie: P — dynamiczna wytrzymałość materiału pręta;
 T — dynamiczna wytrzymałość materiału tarczy.

Wartości te zostały określone dla średnich szybkości penetracji balistycznej materiałów konstrukcyjnych.

Dla przypadku gdy $T' = 0$, proces penetracji wystąpi ($V_p > 0$), kiedy $V_{pk} > 0$. Natomiast dla $T' > 0$ penetracja nie będzie miała miejsca aż do momentu, kiedy dynamiczne ciśnienie przepływu osiągnie wartości T' , zatem

$$V_p = 0, \text{ wówczas: } 0.5 \cdot \rho_p \cdot V_{pk}^2 \leq T'. \quad (9)$$

Penetracja szczególnie rozwija się przy wyższych wartościach dynamicznego ciśnienia przepływu. Wynika stąd, że aby powstał efekt penetracji w tarczy, niezbędna jest szybkość graniczna pocisku:

$$V_{gr} = \sqrt{2T' / \rho_p}. \quad (10)$$

Szereg przeprowadzonych badań balistycznych [2] potwierdziło dobrą aproksymację teorii Allena i Rogersa przy średnich szybkościach ostrzału dla przypadku, gdy stosunek p/L silnie wzrasta wraz z szybkością V_{pk} . Na uwagę zasługuje fakt, że zgodnie z tą teorią szybkość resztkowa pocisku V_m po perforacji płyty zachowuje wartość V_{pk} .

Model Taylora dla uderzenia pocisku w sztywną płytę

Penetracja pocisku w sztywnej tarczy nie zachodzi ($V_p = 0$) w przypadku, kiedy $V_{pk} \leq V_{gr}$ oraz $0.5 \rho_p V_{pk}^2 \leq T'$. Dla takiej sytuacji [12] opracowano model redukcji długości i szybkości pocisku, wykorzystując propagację fal sprężysto-plastycznych w płęcie.

Udowodniono, że pręt o długości L uderzając w tarczę, wywołuje na powierzchni granicznej skok ciśnienia. Skutkiem tego jest wzbudzenie sprężystych i plastycznych fal ściskania, odpowiednio o szybkościach V_s i V_{pl} , gdzie $V_s \gg V_{pl}$. Fale sprężyste odbite od swobodnego końca pręta, w postaci fal rozciągania, biegną z powrotem (rys. 6.) na odległości x do frontu fal plastycznych. Podobnie następuje ruch fal plastycznych w deformowanym obszarze h . Zatem w danej chwili całkowita długość pręta wyniesie $l = x+h$, w końcowym zaś stanie wystąpi L_T i X_T .

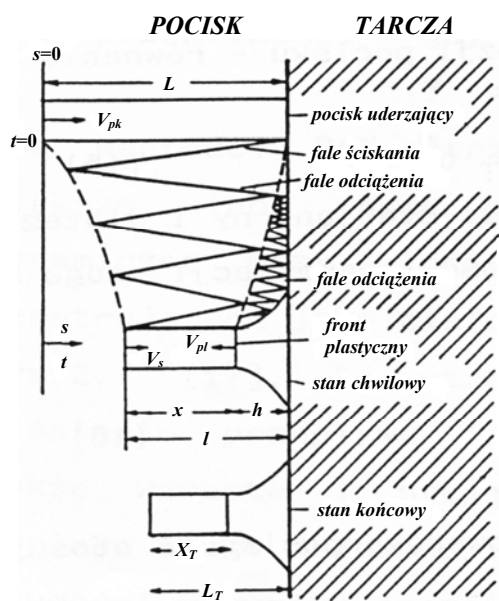
Opóźnienie ruchu pręta jest spowodowane przez sprężyste fale ściskające, poruszające się wewnątrz pręta z naprężeniem P i wywołujące szybkość cząstek materiału pręta V_m , czyli

$$P = \rho_p V_s V_m. \quad (11)$$

W efekcie przemieszczenia się frontu fal plastycznych i odbić fal odciążenia można wyznaczyć końcową zależność X_T jako

$$X_T = L \exp [-(V_{pk}^2/2 + V_{pk} V_{pl}) \rho_p/P]. \quad (12)$$

Dane z pomiaru X_T i V_{pl} umożliwiają wyznaczenie wartości naprężeń P w pręcie. Wartość stosunku wytrzymałości dynamicznej P do wytrzymałości statycznej na ściskanie P_{st} maleje (np. dla stali: od 3 do 1) ze wzrostem P_{st} . Umożliwia to wyznaczenie wartości X_T . Określone (w przybliżeniu) wartości V_{pl} mają silny wpływ na wytrzymałość dynamiczną pręta P [12].



Rys. 6. Propagacja fal sprężysto-plastycznych i deformacja pocisku podczas uderzenia w sztywną tarczę

Model penetracji według Tate'a i Aleksiejewskiego

Do równania Bernoulliego [1, 8, 10] wprowadzono dynamiczną wytrzymałość materiału pocisku P — zgodnie z modelem Taylora [12]. Wychodząc z założenia, że skoro chwilowe wartości szybkości penetracji U_{ch} i V_m różnią się od wartości V_{pk} i V_p , to — dzięki odbiciom fali udarowej od swobodnego końca i erozji pocisku — równanie (8) przyjmuje postać:

$$P + 0.5 \cdot \rho_p (V_m - U_{ch})^2 = 0.5 \cdot \rho_T \cdot U_{ch}^2 + T. \quad (13)$$

Przepływ materiału pocisku przez tarczę jest quasi-stacjonarny i dlatego chwilowe szybkości penetracji mogą być wyznaczone w wyniku przekształceń ww. równania. Wykazano to w pracach [11], przy czym

$$U_{ch} = V_m - \mu \sqrt{(V_m^2 + A)} / (1 - \mu), \quad (14)$$

gdzie: $\mu = \sqrt{\rho_T / \rho_p}$;

$$A = 2(T-P)(1-\mu^2)/\rho_T.$$

Uwzględniając opóźnienie ruchu erodowanego pocisku i wykorzystując prawo Newtona w postaci

$$P = -\rho_p \cdot l \cdot dV_m / dt, \quad (15)$$

uzyskano po pewnych uproszczeniach ($V_{pl} = 0$, $h = 0$, $X = 1$) relację między chwilową długością l a szybkością V_m jako zależność

$$\begin{aligned} l/L &= [(V_m + (V_m^2 + A)^{1/2}) / (V_{pk} + (V_{pk}^2 + A)^{1/2})]^{(T-P)/\mu P} \\ &\exp(\mu \rho_p / 2(1-\mu^2)P \{ [V_m (V_m^2 + A)^{1/2} - \mu V_m^2] - \\ &- [V_{pk} (V_{pk}^2 + A)^{1/2} - \mu V_{pk}^2] \} \end{aligned} \quad (16)$$

Względne wielkości T i P wpływają głównie na penetrację pocisku, zwłaszcza w przypadku $T > P$, gdy występują dwa zakresy szybkości. Poczynając od $V_{pk} = 0$, ciśnienie dynamiczne wywołane przez pocisk w tarczy wzrasta z szybkością określoną według poniższych zależności:

$$\begin{aligned} 0.5 \rho_p V_{pk}^2 + P < T & \quad U_{ch} = 0 \\ 0.5 \rho_p V_{pk}^2 + P = T & \quad U_{ch} = 0. \\ 0.5 \rho_p V_{pk}^2 + P > T & \quad U_{ch} > 0 \end{aligned} \quad (17)$$

Penetracja pojawi się w trzecim przypadku. Dla równości przyjętej w drugim przypadku szybkość graniczna V_{gr} może być obliczona jako

$$V_{gr} = (2(T - P) / \rho_p)^{1/2}. \quad (18)$$

Dla $V_{pk} \leq V_{gr}$ tarcza zachowuje się jak ciało sztywne i resztkowa długość L_R jest określona za pomocą zależności, którą podał Taylor [12]:

$$L_R / L = \exp(-\rho_p V_{pk}^2 / 2P), \text{ przy czym } V_{pl} = 0. \quad (19)$$

Dla $V_{pk} > V_{gr}$ następuje penetracja tarczy. Jeżeli l_{gr} ściśle zależy od V_{gr} , wówczas resztkowa długość L_R jest określona zależnością

$$L_R / l_{gr} = \exp(-\rho_p V_{gr}^2 / 2P). \quad (20)$$

W przypadku $T = P$ wartość $V_{gr} = 0$. Oznacza to, że penetracja zachodzi już przy szybkości równej zero. Dla $T < P$ istnieją dwie formy szybkości z różnymi procesami penetracji, a w szczególności gdy $T > P$, to $U_{ch} = V_{pk}$, natomiast dla

$$P = 0.5\rho_T U_{ch}^2 + T \quad U_{ch} = V_{pk}. \quad (21)$$

Dla $T < P$ otrzymujemy zależność $U_{ch} = V_{pk}$. Jeżeli P jest większe lub równe prawej stronie zależności (21), wówczas ciśnienie dynamiczne przy wierzchołku pocisku nie może go deformować i penetruje on jako ciało sztywne, czyli $U_{ch} = V_{pk}$, co zastało pokazane na rysunku 7. [8].

Ze wzrostem szybkości pocisku V_{pk} dynamiczne ciśnienie przepływu $0.5\rho_T U_{ch}^2$ rośnie. Zatem prawa strona równania (21) także wzrasta i staje się większa od P . Wówczas wierzchołek pocisku ulega deformacji plastycznej, powiązanej z redukcją jego długości w wyniku erozji i płynięciem materiału tarczy [10].

Płynięcie materiału przebiega tak długo, jak szybkość resztkowa V_m jest wyższa od szybkości granicznej V_{gr}

$$V_{gr} = (2(P - T) / \rho_T)^{1/2}. \quad (22)$$

Jeżeli szybkość ruchu pocisku obniży się do V_{gr} , to wówczas nie będzie się on dalej deformował plastycznie. Podczas tej ostatniej fazy pocisk będzie się

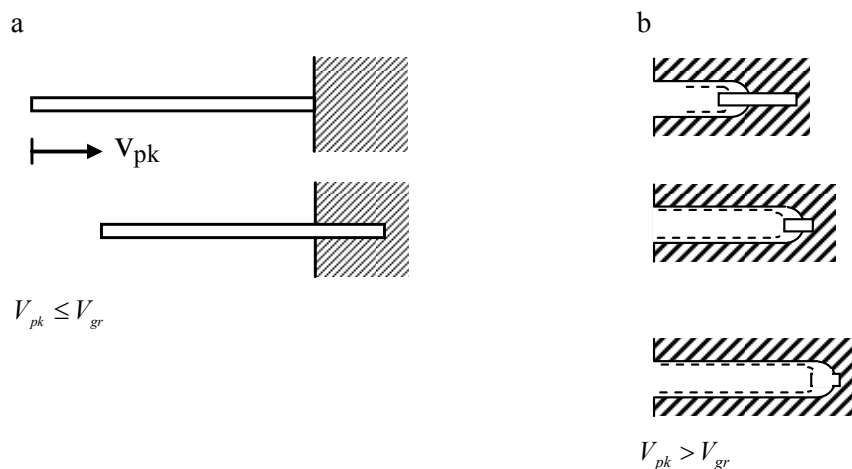
poruszał podobnie do ciała sztywnego (rys. 7b). Głębokość penetracji można opisać zależnością:

$$p = \int_0^{T_o} U_{ch} dt, \quad (23)$$

gdzie: T_o — czas penetracji.

Wykorzystując prawo Newtona, uzyskuje się

$$p = (\rho_p / P) l \int_0^{V_{pk}} U_{ch} dt. \quad (24)$$



Rys. 7. Schematyczne kraterki dla TP (tarcza — pocisk): penetracja ciała sztywnego (a); penetracja fazy ciekłej i ciała sztywnego (b)

Poddając całkowaniu wartość U z równania (14) i l z równania (16), ogólne równanie penetracji przyjmie postać:

$$p/L = F(V_{pk}, \rho_p, \rho_T, T, P). \quad (25)$$

Stosunek p/L jest zależny od $L, V_{pk}, \rho_p, \rho_T$, ale w szczególności (w odróżnieniu od równania Allena i Rogersa [2]) od wartości T i P . Przykładowo, dokładne rozwiązanie zależności (24) można rozpatrywać dla dwóch przypadków. Dla pierwszego, gdy $T = P$ (szybkość podczas całkowania od wartości V_{pk} do zera), uzyskuje się zależność:

$$p/L = (1/\mu)[1 - \exp(-BV_{pk}^2)], \quad (26)$$

gdzie: $B = \mu\rho_p / (2(1 + \mu)P)$.

W drugim przypadku, gdy $\rho_p = \rho_T = \rho$ i $T/P = 1, 3, 5, \dots$, czyli ogólnie dla $T \geq P$, granice całkowania równania (24) są od wartości V_{pk} do V_{gr} , natomiast zależność głębokości penetracji p od chwilowej szybkości reszkowej V_m przyjmuje dla $T = P$ postać

$$p/L = 1 - \exp[(\xi^2 - 1)V_m^2], \quad (27)$$

gdzie: $V_m^2 = \rho V_{pk}^2 / 4P$;

$$\xi = V_m / V_{pk}.$$

Dla $T < P$ występują dwa przypadki szybkości różnych procesów penetracji. Jeżeli $V_{pk} \leq V_{gr}$, to pocisk penetruje jako ciało sztywne i ciśnienie opóźniające P_s przy wierzchołku pocisku wyrażone jest zależnością:

$$P_s = 0.5\rho_T V_{pk}^2 + T \quad V_{pk} \leq V_{gr}. \quad (28)$$

Wykorzystanie prawa Newtona pozwala uzyskać zależność

$$\rho_p L dV / dt = -(0.5\rho_T V_m^2 + T) \quad V_m \leq V_{gr}. \quad (29)$$

Po scałkowaniu powyższego wyrażenia w granicach szybkości od V_{pk} do zera, otrzymuje się

$$p_r / L_T = (1/\mu^2) \ln(1 + \rho_T V_{pk}^2 / 2R). \quad (30)$$

Dla $V_{pk} > V_{gr}$ zarówno pocisk, jak i tarcza poruszają się zgodnie z rysunkiem 7b i penetracja p_r jest podczas pierwszej fazy obliczana na podstawie zależności (24) w granicach całkowania od V_{pk} do V_{gr} . Reszkowa długość l_{gr} zależy silnie od V_{gr} i równa jest L_T , jako że podczas drugiej fazy ciała sztywnego żadna dalsza redukcja nie występuje. Dla drugiej fazy penetracji z (30) wynika, że

$$p_f / L_T = (1/\mu) \ln(1 + \rho_T V_{gr}^2 / 2R). \quad (31)$$

Stąd całkowita wartość penetracji wynosi

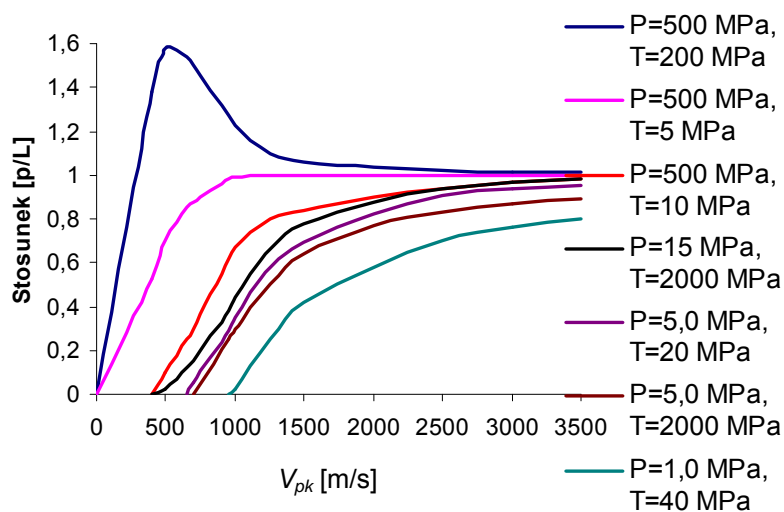
$$p = p_r + p_f \quad (32)$$

Dla uderzenia pocisku w tarczę stanowiącą płytę o grubości d można oszacować wartości L_T i V_T — przyjmując $p \approx d$. Wówczas

$$L_T / L \approx 1 - d / L \cdot F(V_{pk}, \rho_p, \rho_T, T, P) \quad (33)$$

oraz

$$V_T < V_{pk} \quad (34)$$

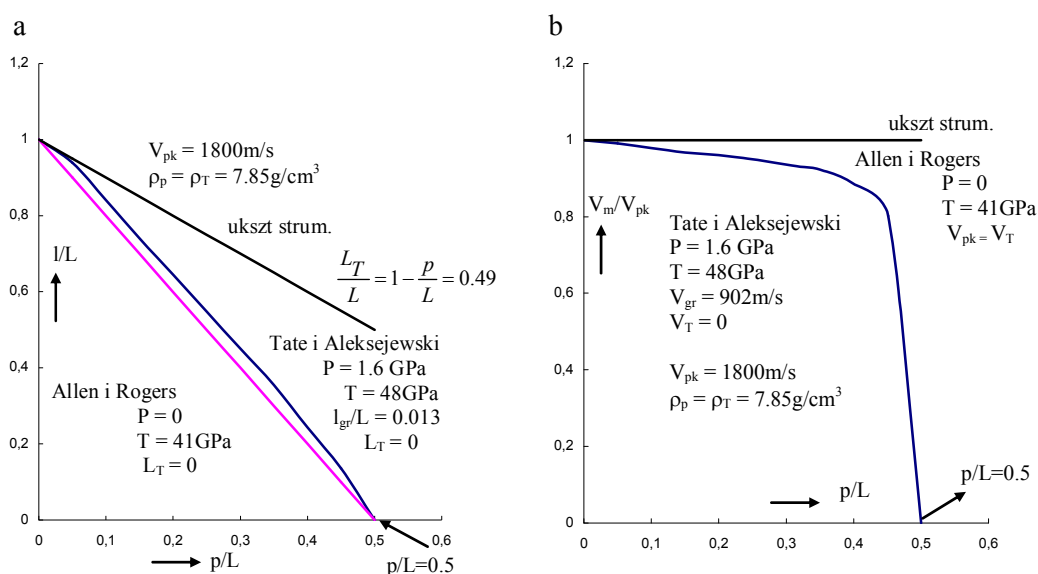


Rys. 8. Teoretyczne krzywe penetracji dla dynamicznej wytrzymałości materiałów:
P — pręta i T — tarczy o jednakowej gęstości $\rho_p = \rho_T = \rho$

Teoretyczne krzywe penetracji w zależności od V_{pk} , ρ_p , ρ_T , T i P dla danej wartości ρ stali zostały opracowane i zaprezentowane na rysunku 8. [13]. Dla $T \geq P$ krzywe penetracji przyjmują kształt „S”. Dla $T = P$ penetracja zaczyna się z szybkością $V_{gr} = 0$. Przy wzroście T/P krzywe są przesunięte w kierunku wyższych szybkości i wykazują niższe wartości p/L .

Zgodnie z oczekiwaniem, P działa przeciwnie do T . Z drugiej strony krzywa dla $T < P$ odbiega od kształtu „S”. Zaczyna się ona przy szybkości zero i silnie wzrasta do maksimum, aby przy wysokich szybkościach pokrywać się z asymptotą przy $p/L = 1$. Poszczególne maksima tych krzywych wzrastają ze wzrostem P/T .

Oprócz głębokości penetracji również redukcję długości i szybkości pocisku analizowano, a wyniki badań zaprezentowano w pracy [12]. Przykładowo penetracja pręta stalowego przy $L/D = 10$, uderzającego w stalową półnieskończoną tarczę o wytrzymałości R_m , odpowiednio wynoszącej 0.76 GPa i 1.06 GPa, pozwoliła eksperymentalnie określić wielkość penetracji $p/L = 0.51$, przy $V_{pk} = 1800$ m/s. Wartość ta została zweryfikowana zgodnie z teorią Allena i Rogersa [2] dla $P = 0$ i $T = 4.1$ GPa, a zgodnie z teorią Tate'a [11] i Aleksiejewskiego [1] dla $P = 1.6$ GPa i $T = 4.8$ GPa. Na podstawie tych danych sporządzono rysunek 9, który pokazuje chwilową resztkową długość pocisku l , względem penetracji p , dla trzech różnych modeli [15].



Rys. 9. Chwilowe wartości odpowiednio długości resztkowej l stalowego pocisku ($L/D = 10$) (a) oraz szybkości resztkowej V_m stalowego pocisku (b) uzyskiwane podczas penetracji w półnieskończoną tarczę stalowej [13]

Model strumienia cieczy przyjmuje stałą szybkość erozji i podczas penetracji zużyte jest jedynie 51% długości strumienia. Allen i Rogers także rozważali strumień cieczy poruszający się ze stałą szybkością erozji [2]. Dokonywali tego po uwzględnieniu wytrzymałości dynamicznej T materiału tarczy, gdyż wówczas szybkość erozji jest większa i pocisk całkowicie wyeroduje ($L_T = 0$). Tate [8] i Aleksiejewski [1] rozważali również wpływ opóźnienia pocisku. Ustalono, że wówczas resztkowa długość pocisku ma wartość $l_{gr}/L = 0.013$, przy $l/L = 0.51$ [1, 14].

Stwierdzono, że dla modelu strumienia cieczy nie uzyskiwano dobrej aproksymacji, ale i tak ze wzrostem szybkości procesu te trzy teorie wykazują dobrą zgodność.

Wykres przedstawiający chwilową resztkową szybkość V_m pokazano na rysunku 9b. Wykresy nawiązujące do chwilowych (resztkowych) długości l oraz szybkości V_m przytoczono na rysunku 9. Wykreślone zgodnie z modelem Tate i Aleksiejewskiego krzywe obrazujące chwilowe resztkowe szybkości V_m wykazują tendencje mocno opadające dla wartości $p/L > 0,45$. Fakt ten potwierdza wprawdzie poprawność modelu quasi-stacjonarnego przepływu, ale zastosowanie równania Bernoulliego w balistyce nadal wydaje się być problematyczne. Dotyczy to zwłaszcza końcowej fazy penetracji przebiegającej podczas spadku szybkości resztkowej pocisku z dużym opóźnieniem aż do wartości zerowej [1, 8]. Niewyjaśnione do końca są również zjawiska destrukcji balistycznej wywołane przez pocisk przy szybkościach pocisku niższych od 1000 m/s.

Model penetracji według Luka i Piekutowskiego

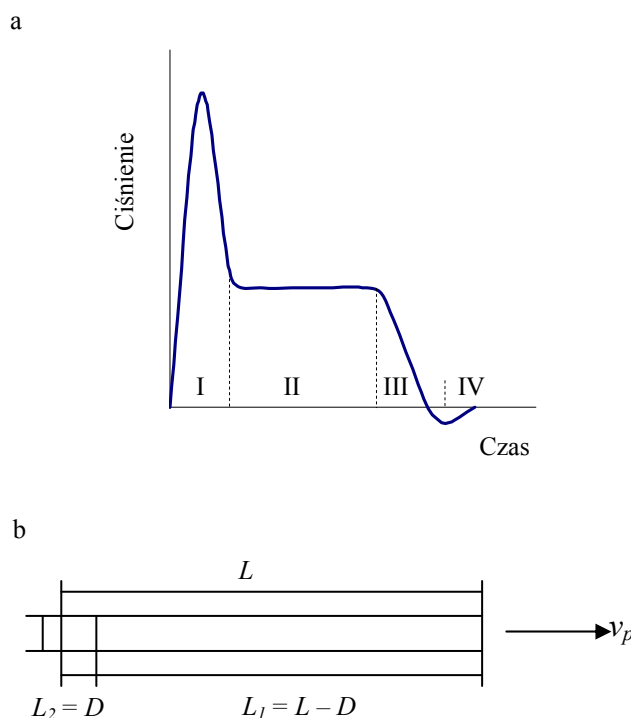
Model penetracji tarczy erodującym pociskiem przy bardzo wysokiej s z y b k o ś c i uderzenia V_{pk} i stosunku $L/D \gg 1$ szczegółowo rozpracowano, a wyniki badań podano w pracy [6]. Proces penetracji podzielono na trzy fazy: przejściową, pierwotną i wtórną. W fazie przejściowej penetracji tworzy się czasza (o stabilnym kształcie grzyba), mająca przekroje poprzeczne B_m oraz na froncie pocisku B_p (rys. 6.). Osiągana szybkość penetracji tarczy wynosi U_{ch} . Założono, że podczas fazy pierwotnej przebiega quasi-ustalona penetracja czaszy z szybkością U_{ch} , pocisku z szybkością V_m oraz erodowanych fragmentów czaszy z szybkością V_e . F a z a w t ó r n a występuje pod koniec erozji pocisku, gdy zaczyna on penetrować jako ciało sztywne z szybkością V_{cr} [15]. Resztkowa część pocisku penetruje z szybkością U_{er} i wyrzuca masę z szybkością $(V_e)_{er}$.

Powyższy model uproszczony pomija efekty cieplne procesu penetracji oraz zachowuje gęstość pocisku i granicę sprężystości Hugoniota (σ_{HEL}) dla symulacji czaszy podczas fazy przejściowej.

PORÓWNANIE MODELI TEORETYCZNYCH W OPARCIU O PRZEPROWADZONE EKSPERYMENTY

W celu uzupełnienia modeli penetracji, szczególnie dla nieustalonych stanów przepływu, R. J. Eichelberger i J. W. Gehring [4] wprowadzili czterofazowy przebieg procesu penetracji: przejściowy, pierwotny, wtórny i odciążenia.

Model symulowania faz pierwotnej i wtórnej zaprezentowano w pracach D. R. Christman i J. W. Gehring [3].



Rys. 10. Graficzny obraz czterofazowego procesu penetracji balistycznej (a) oraz model symulowania jej fazy pierwotnej i wtórnej (b)

Faza przejściowa procesów oddziaływania między pociskiem a tarczą zwykle trwa kilka mikrosekund i wytwarza wysoki pik ciśnienia (rys. 10a). Następuje faza pierwotna jako quasi-stacjonarny przepływ i prawie stały poziom naprężeń za powierzchnią uderzenia pocisku. Czas trwania tej fazy wzrasta ze zwiększaniem stosunku L/D i jest zwykle opisywany z wykorzystaniem modeli przepływu ustalonego [11]. Trzecia faza jest fazą wtórną przepływu, była początkowo nazywana fazą po przepływie. Zaczyna się ona po całkowitym zdeformowaniu pocisku i opisuje bliżej nieustaloną penetrację swobodnego końca pocisku.

Faza odciążenia ma miejsce, gdy występuje oddziaływanie czy odciążenie krateru. Zdaniem autora pracy [11] oznacza to, że przy końcu fazy wtórnej materiał jest pod bardzo wysokim ciśnieniem. Rozproszenie tego ciśnienia zmniejsza wymiary krateru przy końcu fazy wtórnej, aż do rozmiaru końcowego.

WYNIKI OSTRZELANIA PŁYT JEDNOWARSTWOWYCH

Jakiegokolwiek próby porównania wyników zaprezentowanych teorii z wynikami eksperymentów wymagają określenia stałych [5]: dynamicznej wytrzymałości materiałów — pocisku (P) oraz tarczy (T) lub granicy sprężystości Hugoniota (σ_{HEL}). Ponadto należy uwzględnić fakt (na podstawie też wynikających z prac Allena i Rogersa [2] oraz Tate'a [8, 10]), że w przypadku użycia tej samej stali do wykonania pocisku i tarczy obowiązuje zależność [11]: $T \approx 3,5 P$. Z fizycznego punktu widzenia dobrym przybliżeniem dla P może być dynamiczna granica plastyczności, interpretowana w sposób zaproponowany przez Taylora [12]. Związane jest to z tym, że przy wyższych szybkościach udaru szybkość frontu plastycznego V_{pl} jest mniejsza niż szybkość erozji. Natomiast przy odpowiednio niższych wartościach proces ten przebiega odwrotnie [8]. Stąd wymagana jest odpowiednia korekta zależności stosowanych dla wyznaczenia T i P . W tym celu Tate [9, 11] podał (na podstawie wyników badań stali, stopów Al i wolframu) następujące zależności:

$$\sigma_{YP} = 4,2 HB \text{ (MPa)}; \quad (35)$$

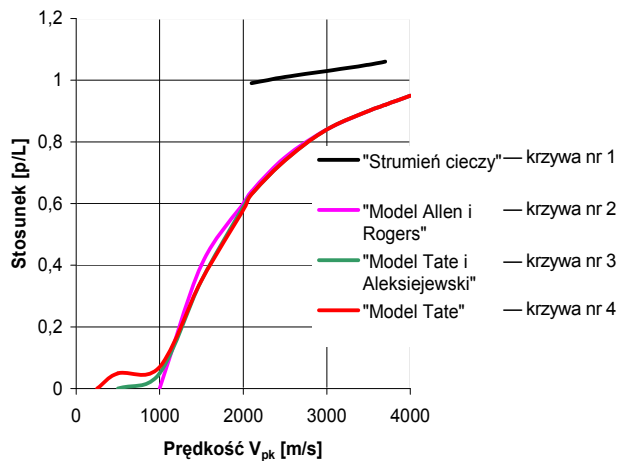
$$P = 1,7 \sigma_{YP}; \quad (36)$$

$$T = \sigma_{YT} (2/3 + \ln 1.14 E_T / \sigma_{YT}), \quad (37)$$

gdzie: σ_{YP} — dynamiczna granica plastyczności wyznaczona dla materiału pocisku metodą Taylora [12];

HB — twardość Brinella;

E_T, σ_{YT} — moduł Younga oraz dynamiczna granica plastyczności materiału tarczy.



Rys. 11. Zestawienie wyników analiz doświadczalnych penetracji pocisku stalowego i krzywe obliczone wg: „strumienia cieczy”, modelu Allena i Rogersa $T-P=4,25 \text{ GPa}$, modelu Tate'a i Aleksiejewskiego [1] $T = 5.5 \text{ GPa}$, $P = 2.2 \text{ GPa}$, modelu Tate'a [9] $T = 6.43 \text{ GPa}$, $P = 1.64 \text{ GPa}$ (dla pocisku C110W2 ($L/D = 10$) i tarczy ze stali St3) [11]

Przy wyższych szybkościach uderzenia, a więc i wyższych szybkościach erozji balistycznej, granica sprężysto-plastyczna jest bardziej adekwatna dla tzw. punktu stagnacji S (rys. 5.) niż przy niższych szybkościach uderzenia. Stąd średnia wartość P wg równania (36) leży odpowiednio pomiędzy wartościami (σ_{HEL}) i Taylora [12]. Przedstawiono to na rysunku 11. prezentującym wyniki penetracji tarczy stalowej (St3) przez stalowe pociski (C110W2), przy $L/D = 10$. Wyniki te porównano z krzywymi teoretycznymi wyznaczanymi wg różnych modeli i wyrażeń na korekcję [10]. Wyznaczone wg modeli Tate i Aleksiejewski oraz Tate krzywe 3. i 4. wykazywały najlepszą zgodność. Podstawowe wskaźniki statyczne i dynamiczne właściwości użytych do badań stali [11, 15] podano przykładowo w tabeli 1.

Wartości $T-P$ zostały obliczone dla krytycznej V_{gr} , którą określono z przedłużenia nachylenia krzywej penetracji do osi szybkości (krzywa 2. z rys. 11.). Ich analiza prowadzi do stwierdzenia, że główny udział w procesach penetracji pochodzi z określonej tą krzywą fazy pierwotnej.

Faza przejściowa ma dominujące znaczenie przy niższych szybkościach V_u , natomiast faza wtórna pozyskuje znaczenie jedynie przy wyższych szybkościach uderzenia [15].

Tabela 1. Statyczne i dynamiczne właściwości stali użytych do wykonania pocisków i tarcz w badaniach J. A. Zukasa [15]

Pocisk/ tarcza	R_m [GPa]	HB [kp/mm ²]	σ_{yp} [GPa]	P [GPa]	T [GPa]	$T-P$ [GPa]	T/P [GPa]	Oblicz. wg rys. 11.
C110W2/ St3	0.77/0.98	230/295	0.97	1.64 2.2	6.43 5.5	4.79 3.3	3.9 2.5 4.25	krzywa 4 krzywa 3 krzywa 2
C110W2/ St2	0.77/0.60	230/180	0.97	1.64	4.3	2.66	2.6 3.86	(35–37) (15)
C110W2/ St1	0.77/0.45	230/135	0.97	1.64	3.39	1.75	2.1 3.13	(35–37) (15)

Znormalizowane względem V_p wyrażenie $\rho_T V_T / \rho_p V_{pk}$ nie zależy od masy pocisku (dla danego stosunku L/D i kombinacji materiałów pocisk — tarcza, zatem

$$\rho_T V_T / \rho_p V_{pk} = k V_{pk}^{\beta(V_{pk})}, \quad (38)$$

gdzie: k — współczynnik proporcjonalności.

Wartość $\beta(V_{pk})$ jest silnie zależna od szybkości uderzenia. Przy ich wzroście wartości te ustalają się dla $\beta = 2$. Zgodnie z równaniem (38) oznacza to, że objętość materiału wyrzuconego z krateru jest proporcjonalna do energii kinetycznej pocisku oraz wydaje się być niezależna od właściwości materiału i stosunku L/D [15].

Proporcjonalność między V_T i E_{kin} w zakresie wysokich szybkości oznacza, że objętość „wyrzuconego” z tarczy materiału V_T wzrasta jedynie przez wzrost średnicy krateru, bez widocznego uzależnienia od procesu erozji balistycznej masy uderzającego w tarczę pocisku [9–11].

Dla pocisków o wartości $L/D = 1$ osiąga się również $p/d = 0,5$ oraz półsferyczny krater. Maksymalna wartość p/d dla pocisków stalowych występuje przy szybkości $V_{pk} = 2600–2900$ m/s [15].

BIBLIOGRAFIA

- [1] Aleksiejewski V. P., *Penetration of a Rod into a Target at High Velocity*, „Fiz. Goren. Vzryva”, 1966, No 2, p. 99.
- [2] Allen W. A., Rogers J. W., *Penetration of a Rod into a Semi-Infinite Target*, J. Franklin Inst., 1961, pp. 272, 275.
- [3] Christman D. R., Gehring J. W., *Analysis of High-Velocity Projectile Penetration Mechanics*, „J. Appl. Phys.”, 1966, No 37, p. 1579.
- [4] Eichelberger R. J., Gehring J. W., „Effects of Meteoroid Soc.”, 1962, No 32, p. 1583; Christman D. R., Gehring J. W., *Analysis of High-Velocity Projectile Penetration Mechanics*, „J. Appl. Phys.”, 1966, No 37, p. 1579.
- [5] Forrestal M. J., Brar S. N., Luk V. K., *Penetration of Strain-hardening Targets with Rigid Spherical-nose Rods*, „J. Appl. Mechanics”, 1991, No 58, pp. 7–10.
- [6] Luk V. K., Forrestal M. J., Amos D. E., *Dynamical Spherical Cavity-expansion of Strain-Hardening Materials*, „J. Appl. Mechanics.”, 1991, No 58, pp. 1–6.
- [7] Pack D. C., Evans W. M., *Penetration by High-Velocity (‘Munroe’) Jets: I and II*, „Proc. Phys. Soc.”, 1951, B64, pp. 298–303, London.

- [8] Tate A., *A Theory for the Deceleration of Long Rods After Impact*, „J. Mech. Phys. Solids”, 1967, No 15, p. 387.
- [9] Tate A., *Extensions to the Hydrodynamic Theory of Penetration RARDE Report 16/85*, Fort Halstead 1985.
- [10] Tate A., *Further Results in the Theory of Long rod Penetration*, „J. Mech. Phys. Solids”, 1969, No 17, p. 141.
- [11] Tate A., *Long Rod Penetration Models-p.1.A Flow Model for High Speed Long Rod Penetration*, „Int. J. Mech. Sci.”, 1986, No 28, p. 535.
- [12] Taylor G. J., *The use of Flat-ended Projectiles for Determining Dynamic Yield Stress p.1*, „Proc.R.Soc.”, 1948, A194, pp. 289–299.
- [13] Williams A. E., *Impact Tests with Massive short Rods*, Proc. 27th Meeting of the Aeroballistic Range Associat., France, 1976.
- [14] Wiśniewski A., *Pancerze. Budowa, projektowanie i badania*, WNT, Warszawa 2001.
- [15] Zukas J. A. et al., *High Velocity Impact Dynamics*, John Wiley & Sons Inc U.K., 1990.
- [16] Zukas J. A. et al., *Impact dynamics*, John Wiley & Sons Inc U.K., 1982.

MODELING AND EXPERIMENTAL VERIFICATION OF SHOOTING BULLETS THROUGH THE SHIELD

ABSTRACT

The issues concerning the ballistic protection shield are illustrated by the examples of penetration and perforation. The essential models known from the literature regarding the penetration and perforation are explained. The theoretical penetration characteristics for the dynamic endurance of materials are presented. There is an attempt to describe the experimental results by the means of the known models.

Keywords:

ballistic shields, perforation, penetration, penetration models, shooting through the shield of missiles, penetration curves, phase penetration.

Recenzent dr hab. inż. Henryk Bugłacki