

Warunki graniczne problemu głównego balistyki przejściowej*

Marta CZYŻEWSKA, Radosław TRĘBIŃSKI

*Wojskowa Akademia Techniczna Wydział Mechatroniki, Instytut Techniki Uzbrojenia
ul. Gen. S. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa*

Streszczenie. W pracy omówiono dane literaturowe dotyczące zjawisk okresu balistyki przejściowej. Na ich podstawie zaproponowano model fizyczny opisu tych zjawisk i sformułowano w sposób matematyczny problem główny balistyki przejściowej. Wskazano na trudności, z jakimi wiąże się sformułowanie warunków granicznych dla tego problemu. Opisano sposób wyznaczania warunku granicznego na wylocie lufy. Przedstawiono przykładowe wyniki obliczeń przebiegu ciśnienia i prędkości przepływu gazodynamicznego na wylocie lufy.

Słowa kluczowe: mechanika, balistyka przejściowa, modelowanie zjawiska strzału

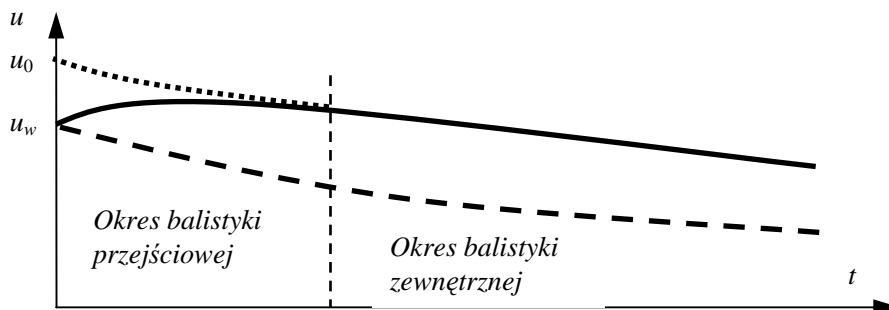
1. WPROWADZENIE

Okres zjawiska strzału z broni lufowej zaczynający się w chwili dotarcia pocisku do wylotu lufy, a kończący w momencie opuszczenia przez pocisk obszaru zaburzonego wypływem gazów z lufy, nazywany jest *okresem balistyki przejściowej*. Rozdziela on okres ruchu pocisku w lufie, zwany *okresem balistyki wewnętrznej* i okres ruchu pocisku w atmosferze niezaburzonej wypływem gazów, zwany *okresem balistyki zewnętrznej*.

* Artykuł był prezentowany na VIII Międzynarodowej Konferencji Uzbrojeniowej nt. „Naukowe aspekty techniki uzbrojenia i bezpieczeństwa”, Pułtusk, 6-8 października 2010 r.

Okres balistyki przejściowej był intensywnie badany zarówno doświadczalnie, jak i teoretycznie, głównie pod kątem oceny możliwości osłabienia intensywności fali podmuchowej oraz błysku towarzyszącego wypływowi gazów prochowych z lufy. Podsumowanie wyników tych badań znaleźć można w monografii [1]. Nie przedstawiono w niej danych odnośnie do zmian prędkości pocisku w okresie balistyki przejściowej. Również brak jest ich w najnowszych monografiach dotyczących balistyki [2]. O ile istnieje dużo metod obliczeniowych pozwalających przewidywać zmiany prędkości pocisku zarówno w trakcie okresu balistyki wewnętrznej, jak i w czasie okresu balistyki zewnętrznej, o tyle w dostępnej literaturze brak jest propozycji metod obliczania zmian prędkości pocisku w okresie balistyki przejściowej.

Brak metod przewidywania zmian prędkości pocisku w okresie balistyki przejściowej stanowi istotny problem dla implementacji modeli balistyki wewnętrznej w systemach kierowania ogniem. Modele te pozwalają przewidywać prędkość wylotową pocisku. Jednakże przyjęcie prędkości wylotowej, jako prędkości początkowej w modelu balistyki zewnętrznej, może być źródłem błędu, którego przyczynę powstawania wyjaśnia rys. 1. Linia ciągła przedstawia rzeczywisty przebieg prędkości. Działanie na pocisk gazów wypływających z lufy powoduje początkowo pewien wzrost prędkości. Później pocisk zaczyna być hamowany. Jeżeli pominiemy okres balistyki przejściowej i przyjmiemy prędkość wylotową u_w jako prędkość początkową u_0 w modelu balistyki zewnętrznej, wówczas otrzymamy z obliczeń krzywą zaznaczoną linią przerywaną, odbiegającą od rzeczywistej krzywej $u(t)$. Aby uniknąć tego źródła błędu, w modelach balistyki zewnętrznej przyjmuje się jako prędkość początkową u_0 pewną fikcyjną wartość, którą wyznacza się z ekstrapolacji wyników pomiarów prędkości pocisku w okresie balistyki zewnętrznej (krzywa kropkowa).



Rys. 1. Przebieg prędkości pocisku po wylocie z lufy

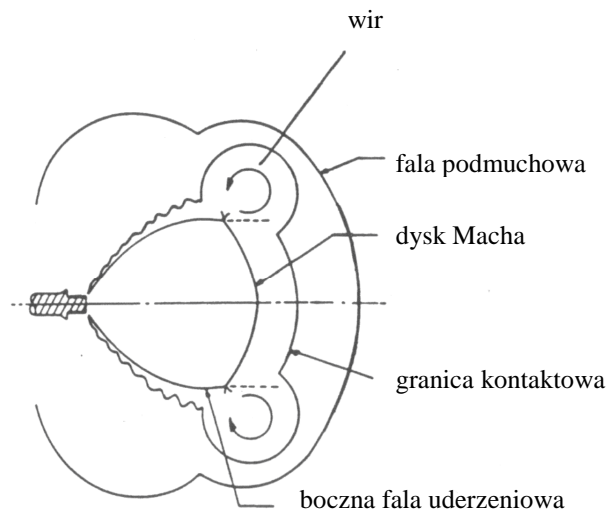
Fig. 1. Character of velocity changes out of the muzzle exit

Chcąc wykorzystać w modelu balistyki zewnętrznej wyniki obliczeń balistyki wewnętrznej, należy oszacować, jak zmienia się prędkość pocisku w okresie balistyki przejściowej.

W niniejszej pracy przedstawiono wyniki pierwszego etapu realizacji projektu badawczego, którego celem jest opracowanie metody oszacowania tych zmian.

2. OPIS ZJAWISK OKRESU BALISTYKI PRZEJŚCIOWEJ

Zjawiska okresu balistyki przejściowej mają swój początek jeszcze w przewodzie lufy, gdzie pocisk pcha przed sobą słup powietrza w przestrzeni ograniczonej ściankami lufy. W powietrzu powstaje fala uderzeniowa (prekursor fali podmuchowej). Gdy fala ta opuszcza lufę, formuje się prawie sferyczna fala podmuchu, która propaguje się w powietrzu. Po okresie przejściowym ustala się konfiguracja fal i granic kontaktowych przedstawiona na rys. 2 (zwana w literaturze *prekursorem przepływu*), na którą składają się: fala uderzeniowa stanowiąca czoło fali podmuchowej, granica oddzielająca powietrze wypływające z lufy i powietrze sprężone w fali podmuchowej (granica kontaktowa), wsteczna fala uderzeniowa (dysk Macha), boczna fala uderzeniowa (tzw. *barrel shock*) oraz przepływ Prandtla–Meyera.

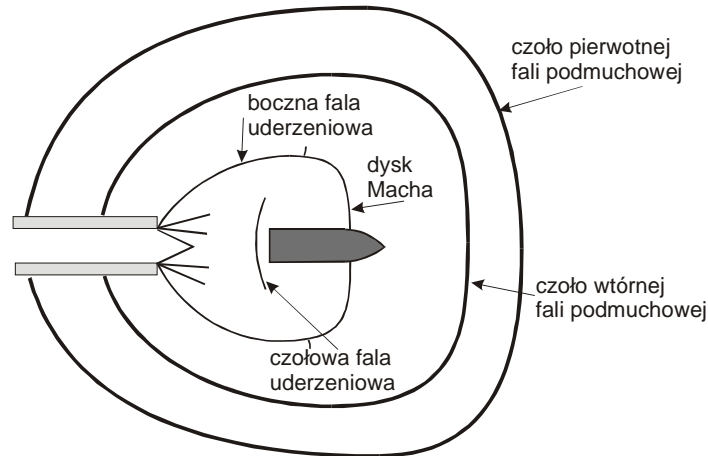


Rys. 2. Schemat przepływu gazodynamicznego dla prekursora przepływu [1]

Fig. 2. Flow diagram for the precursor flow [1]

Gaz wypływający z lufy rozpręża się i przyspiesza w przepływie Prandtla–Meyera. Następnie hamowany jest w dysku Macha i bocznej fali uderzeniowej do prędkości równej prędkości powietrza w fali podmuchowej. Różnica składowych prędkości stycznych do granicy kontaktowej prowadzi do powstania wiru.

W chwili wylotu pocisku z lufy gazy prochowe rozprężają się, generując falę uderzeniową, która propaguje się wewnątrz prekursora przepływu. Uproszczony schemat przepływu, który tworzy się w pobliżu wylotu lufy przedstawia rys. 3. Na schemacie nie przedstawiono elementów przepływu, które tworzą się w wyniku oddziaływania wtórnej fali podmuchowej z elementami prekursora przepływu.



Rys. 3. Uproszczony schemat przepływu gazodynamicznego w pobliżu wylotu lufy w okresie balistyki przejściowej

Fig. 3. A simplified flow diagram near the muzzle exit in the intermediate ballistics period

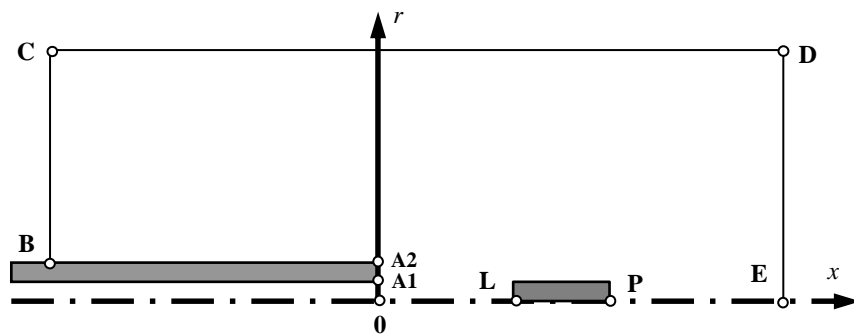
Obraz falowy przepływu wewnątrz wtórnej fali podmuchowej jest bardzo podobny do obrazu falowego dla prekursora przepływu. Istotną różnicą jest obecność czołowej fali uderzeniowej, powstającej w wyniku opływu pocisku przez gazy prochowe. Gazy te ulegają przyspieszeniu w przepływie Prandtla–Meyera i wyprzedzają pocisk. Ciśnienie, jakie wywierają na pocisk, powoduje jego przyspieszenie. W momencie, kiedy pocisk zakończy przebijać się przez front pierwotnej fali podmuchowej, kończy się okres balistyki przejściowej.

Jak wynika z powyższego opisu, zjawiska gazodynamiczne okresu balistyki przejściowej są znacznie bardziej skomplikowane, niż ma to miejsce dla okresu balistyki wewnętrznej i okresu balistyki zewnętrznej.

W publikacjach poświęconych modelowaniu tych zjawisk [3-5] wiele uwagi poświęcono szczegółowemu odtworzeniu obrazu falowego procesu, zarejestrowanego metodami doświadczalnymi. Natomiast brak jest w nich jakichkolwiek informacji istotnych z punktu widzenia przewidywania prędkości pocisku. Z tego względu podjęto próbę stworzenia modelu, pozwalającego przewidywać zmiany prędkości pocisku w okresie balistyki przejściowej.

3. SFORMUŁOWANIE MODELU

Przepływ gazodynamiczny spowodowany wypychaniem powietrza z lufy przez pocisk, a następnie wypływem gazów prochowych, będziemy traktować jako przepływ osiowosymetryczny, tzn. założymy, że pola parametrów ruchu i stanu powietrza oraz gazów prochowych zależą od czasu i dwóch zmiennych przestrzennych: zmiennej osiowej x i zmiennej radialnej r . Przyjęcie tego założenia pozwala modelować ruch gazów w obszarze przedstawionym na rys. 4.



Rys. 4. Schemat obszaru, w którym modelowane są gazodynamiczne zjawiska okresu balistyki przejściowej

Fig. 4. Diagram of the area in which phenomena of period of intermediate ballistics are modelled

Opierając się na danych literaturowych, założymy, że wypływ gazów z lufy ma charakter naddźwiękowy. Pozwala to rozwiązywać niezależnie problem główny balistyki wewnętrznej i jego wyniki wykorzystać do zadania parametrów strumienia na wylocie lufy $0A1$. Przyjmujemy, że współrzędne punktów B, C, D i E są tak dobrane, że w okresie balistyki przejściowej fale wywołane wypływem gazów nie docierają do granic obszaru BC, CD i DE. Odcinek $0E$ stanowi przedłużenie osi lufy. Odcinek LP określa położenie osi pocisku w danej chwili czasu. Problem główny balistyki przejściowej będziemy rozwiązywać od momentu czasu dotarcia do wylotu lufy fali uderzeniowej, wytworzonej ruchem pocisku w powietrzu wypełniającym lufę.

Jako moment końcowy modelowania przyjmiemy czas dotarcia do punktu E czoła fali uderzeniowej wytworzonej ruchem pocisku w niezaburzonej atmosferze.

Przepływ gazodynamiczny będziemy modelować, zakładając, że w skali czasowej procesu (rzędu 1 ms) można pominąć efekty transportu dyfuzyjnego (dyfuzję masy, lepkość gazu, przewodnictwo ciepła, wymianę ciepła pomiędzy gazem i ścianką lufy oraz pociskiem) i uwzględniać jedynie transport konwekcyjny i falowy.

Dla przypadku osiowosymetrycznego opisują je równania (1). Wielkości występujące w tych równaniach to: ρ – gęstość, u_x , u_r – składowa osiowa i radialna wektora prędkości przepływu, p – ciśnienie, ε – energia wewnętrzna właściwa.

$$\begin{aligned} \rho_{,t} + (\rho u_x)_{,x} + r^{-1} (r \rho u_r)_{,r} &= 0 \\ (\rho u_x)_{,t} + (\rho u_x^2)_{,x} + r^{-1} (r \rho u_x u_r)_{,r} + p_{,x} &= 0 \\ (\rho u_r)_{,t} + (\rho u_x u_r)_{,x} + r^{-1} (r \rho u_r^2)_{,r} + r^{-1} (rp)_{,r} &= 0 \\ (\rho e)_{,t} + (\rho e u_x)_{,x} + r^{-1} (r \rho e u_r)_{,r} + (p u_x)_{,x} + r^{-1} (r p u_r)_{,r} &= 0 \\ e &= \varepsilon + \frac{1}{2} (u_x^2 + u_r^2) \end{aligned} \quad (1)$$

Zakładamy, że przed opuszczeniem lufy przez pocisk proch uległ całkowitemu spalaniu, a powietrze i gazy prochowe będziemy traktować jako gazy doskonałe o stałym cieple właściwym, co pozwala przyjąć kaloryczne równanie stanu w postaci:

$$\varepsilon = \frac{p}{(k_i - 1)\rho}, \quad i = 1, 2 \quad (2)$$

Symbolami k_1 i k_2 oznaczono wykładnik izentropy odpowiednio powietrza i gazów prochowych.

Warunek początkowy problemu określają parametry niezaburzonego powietrza w otoczeniu wylotu lufy:

$$\{\rho, u_x, u_r, p\}(x, r, 0) = \{\rho_0, 0, 0, p_0\} \quad x, r \in \begin{cases} r \in [r_B, r_C] \wedge x \in [-x_B, 0] \\ r \in [0, r_C] \wedge x \in [0, x_E] \end{cases} \quad (3)$$

Warunek brzegowy na liniach **BC**, **CD** i **DE** przyjmujemy w postaci założonej wartości ciśnienia, równej początkowemu ciśnieniu powietrza:

$$p(x, r, t) = p_0 \quad x, r \in \{x = -x_B \wedge r \in [r_B, r_C]\} \wedge \{x \in [x_B, x_E] \wedge r = r_C\} \wedge \{x = x_E \wedge r \in [r_B, r_C]\} \quad (4)$$

Warunek brzegowy na ścianie lufy zadajemy w postaci warunku na sztywnej, nieruchomej ścianie:

$$u_r(x, r, t) = 0 \quad x \in [x_B, 0] \wedge r = r_B, \quad u_x(x, r, t) = 0 \quad x = 0 \wedge r \in [r_l, r_B] \quad (5)$$

Symbol r_l oznacza promień przewodu lufy. Warunek na odcinku osi 0E wynika z warunku osiowej symetrii przepływu:

$$u_r(x, r, t) = 0 \quad x, r \in \left\{ r = 0, x \in \begin{cases} [0, x_E] \text{ dla } x_p(t) \leq 0 \\ [x_p(t), x_E] \text{ dla } x_p(t) > 0 \wedge x_L(t) \leq 0 \\ [0, x_E] - (x_L(t), x_p(t)) \text{ dla } x_L(t) \geq 0 \end{cases} \right\} \quad (6)$$

Na powierzchni pocisku przyjmujemy warunek brzegowy w postaci:

$$\begin{aligned} & [\vec{u}(x, r, t) - \vec{u}_p(t)] \cdot \vec{n}(x, t) = 0, \\ & x, r \in \begin{cases} x \in [0, x_p(t)], r = F_p[x - x_L(t)] \text{ dla } x_L(t) \leq 0 \\ x \in [x_L(t), x_p(t)], r = F_p[x - x_L(t)] \text{ dla } x_L(t) > 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (7)$$

Symbol $\vec{u}_p(t)$ oznacza prędkość pocisku w chwili czasu t . Funkcja $F_p(x)$ określa kształt pocisku w układzie współrzędnych związanym z pociskiem. Wektor \vec{n} jest jednostkowym wektorem prostopadłym do powierzchni pocisku. Składowe tego wektora określają wzory:

$$n_x(x, t) = -\frac{\frac{dF_p}{dx}[x - x_L(t)]}{\sqrt{1 + \left\{ \frac{dF_p}{dx}[x - x_L(t)] \right\}^2}}, \quad n_r(x, t) = \frac{1}{\sqrt{1 + \left\{ \frac{dF_p}{dx}[x - x_L(t)] \right\}^2}} \quad (8)$$

Ruch pocisku modelujemy za pomocą związków:

$$\begin{aligned} u_p(t) &= F_U(t), \quad x_L(t) = F_X(t) \quad \text{dla } x_L(t) \leq 0 \\ \frac{du_p}{dt} &= \frac{2\pi}{m_p} \int_{x_L(t)}^{x_p(t)} p(x, F_p(x - x_L(t)), t) F_p(x - x_L(t)) dx \quad \text{dla } x_L(t) > 0 \\ \frac{dx_L}{dt} &= u_p(t), \quad x_p(t) = x_L(t) + l_p \end{aligned} \quad (9)$$

Funkcje $F_U(t)$ i $F_X(t)$ określone są na podstawie rozwiązania podstawowego problemu balistyki wewnętrznej i zadają ruch pocisku od momentu dotarcia czoła pocisku do wylotu lufy do momentu opuszczenia lufy przez pocisk. Symbolem l_p oznaczono długość pocisku, zaś m_p – jego masę.

Dla sformułowania warunku brzegowego na wylocie lufy wykorzystamy opisany w literaturze [1] fakt, że wypływ gazu ma charakter naddźwiękowy. Warunek będzie miał postać zadanych strumieni masy, pędu i energii:

$$\left\{ \rho u_x, \rho u_x^2 + p, \rho e \right\} (x, r, t) = \left\{ F_R(t), F_P(t), F_E(t) \right\} \quad x, r \in \{x=0, r \in [0, r_L]\} \quad (10)$$

Funkcje $F_R(t)$, $F_P(t)$ i $F_E(t)$ określamy z rozwiązania problemu głównego balistyki wewnętrznej. Sposób ich wyznaczenia opisany zostanie w punkcie 4.

4. OKREŚLENIE WARUNKÓW NA WYLOCIE Z LUFY

Problem wyznaczenia strumieni na wylocie z lufy będziemy rozwiązywać w trzech etapach. W pierwszym etapie określimy je na podstawie parametrów przepływu powietrza w lufie przed pociskiem. Etap ten zaczyna się w momencie dojścia do wylotu lufy fali uderzeniowej wytworzonej ruchem pocisku, zaś kończy w momencie dotarcia do wylotu lufy czoła pocisku. W drugim etapie, pocisk blokuje wylot gazów prochowych. W tym etapie nie wykorzystujemy warunku (9), a jedynie warunek na powierzchni pocisku (7). W trzecim etapie strumienie wyznaczamy na podstawie parametrów przepływu gazów prochowych za pociskiem.

Ze względu na naddźwiękowy charakter wypływu gazów z lufy, możemy określić parametry przepływu na wylocie lufy, modelując ruch powietrza i gazów prochowych dla lufy o długości większej niż jej faktyczna długość, wyznaczając wartości parametrów dla przekroju odpowiadającego faktycznemu położeniu wylotu lufy. Doświadczenie obliczeń balistycznych wskazuje, że nie ma potrzeby jednoczesnego rozwiązywania równań przepływu gazodynamicznego dla przestrzeni przed pociskiem i za pociskiem. Ciśnienie gazów prochowych na tyle przewyższa ciśnienie powietrza przed pociskiem, że możliwe jest oddzielne rozwiązanie podstawowego zadania balistyki wewnętrznej przy uproszczonym sposobie obliczania ciśnienia powietrza przed pociskiem. Otrzymana w wyniku tego rozwiązania funkcja zależności prędkości pocisku od czasu wykorzystywana jest do rozwiązania zagadnienia kompresji gazu przed pociskiem.

Sformułowanie podstawowego problemu balistyki wewnętrznej w ujęciu gazodynamicznym w przybliżeniu przepływu quasi-jednowymiarowego przedstawiają poniższe równania:

$$\begin{aligned} \rho_{,t} + (\rho u_x)_{,x} + \rho u_x (\ln S)_{,x} &= 0 \\ u_{x,t} + u_x u_{x,x} + \rho^{-1} p_{,x} &= 0 \\ \left[\rho S \left(\varepsilon + \frac{1}{2} u_x^2 \right) \right]_{,t} + \left[\rho S u_x \left(\varepsilon + \frac{1}{2} u_x^2 \right) \right]_{,x} + (u_x S p)_{,x} &= S f_e \end{aligned} \quad (11)$$

$$\varepsilon = \frac{p}{k_1 - 1} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1 - \psi}{\delta} - \alpha \psi \right), \quad f_e = \rho \frac{d\psi}{dt} \frac{f}{k_1 - 1}, \quad \frac{d\psi}{dt} = \Gamma(\psi) f_s(p)$$

$$\rho(x,0) = \omega, u_x(x,0) = 0, p(x,0) = p_f, \psi(x,0) = \frac{(p_f - p_z) \left(V_0 - \frac{\omega}{\delta} \right)}{\omega \left[f + (p_f - p_z) (\alpha - \delta^{-1}) \right]}$$

$$u_x(x_K, t) = 0, \quad u_x(x_L(t), t) = u_p(t)$$

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{S_p \left[p(x_L(t), t) - p(x_p(t), t) \right]}{\varphi m_p}, \quad u_p(0) = 0$$

$$\frac{dx_L}{dt} = u_p(t), \quad x_L(0) = x_{L0}$$

$$p(x_p(t), t) = p_0 \left[\frac{U}{k_2 + 1} \left(U + \sqrt{U^2 + 4} \right) + 1 \right], \quad U = \frac{(k+1)u_p(t)}{2c_0}$$

Symbole występujące w powyższych równaniach oznaczają odpowiednio: $S(x)$ – pole powierzchni przekroju poprzecznego przewodu lufy, f_e – objętościową intensywność źródeł energii, ψ – względną objętość spalonego prochu, δ – gęstość prochu, α – kowolumen gazów prochowych, f – siłę prochu, p_f – ciśnienie forsowania, p_z – ciśnienie zapłonu, $\Gamma(\psi)$, $f_s(p)$ – funkcje określające prawo spalania prochu, ω – gęstość ładowania, V_0 – objętość komory spalania, x_K – współrzędną dna łuski, $x_L(0)$ – początkowe położenie dna pocisku, φ – współczynnik uwzględniający opory ruchu pocisku, S_p – pole przekroju poprzecznego walcowej części pocisku, c_0 – prędkość dźwięku w niezaburzonym powietrzu.

Problem (11) rozwiązany został numeryczną metodą charakterystyk [6]. Otrzymana z rozwiązania problemu (11) funkcja $u_p(t)$ wykorzystana została w warunku brzegowym dla sformułowania problemu ruchu powietrza w lufie przed pociskiem. Sformułowanie to zostało przedstawione poniżej:

$$\begin{aligned} \rho_{,t} + (\rho u_x)_{,x} &= 0 \\ (\rho u_x)_{,t} + (\rho u_x^2)_{,x} + p_{,x} &= 0 \\ (\rho e)_{,t} + (\rho e u_x)_{,x} + (p u_x) &= 0 \quad e = \varepsilon + \frac{1}{2} u_x^2 \end{aligned} \quad (12)$$

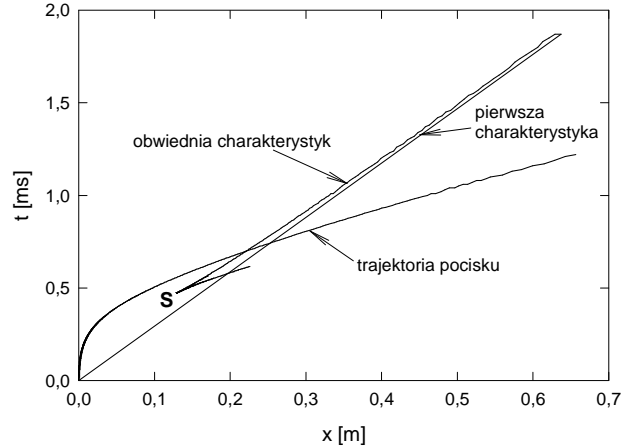
$$\rho(x,0) = \rho_0, u_x(x,0) = 0, p(x,0) = p_0 \quad x \in [x_p(0), x_w]$$

$$u(x_p(t), t) = u_p(t), \quad p(x_w, t) = p_0, \quad x_p(t) = x_p(0) + \int_0^t u_p(\tau) d\tau$$

Współrzędna x_w określa przyjęte położenie wylotu przedłużonej lufy. Problem (12) rozwiązany został w dwóch etapach.

W pierwszym etapie, od momentu startu pocisku do momentu powstania fali uderzeniowej t_s wykorzystano analityczne rozwiązanie równań (12). Następnie konstruowano przybliżone rozwiązanie metodą Godunowa [7], ze śledzeniem frontu fali uderzeniowej [8].

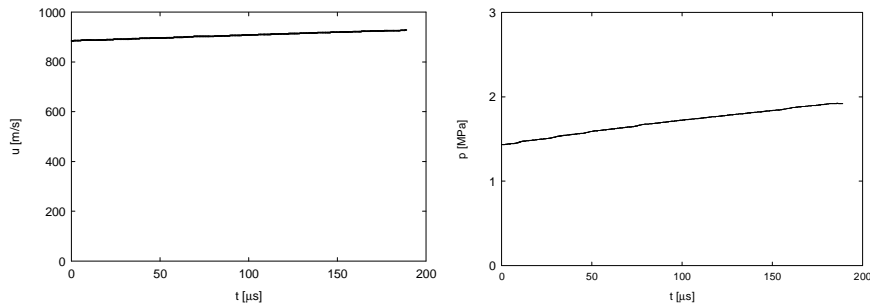
Na rys. 5 przedstawiono wyniki analizy procesu formowania się fali uderzeniowej dla przykładowego układu miotającego 7,62 mm. W analizie wykorzystano wzory podane w publikacji [9].



Rys. 5. Falowy obraz formowania się fali uderzeniowej przed pociskiem;
S – początek formowania się frontu fali uderzeniowej

Fig. 5. Wave image of formation of the shock wave ahead of a projectile;
S – beginning of the formation of the shock wave front

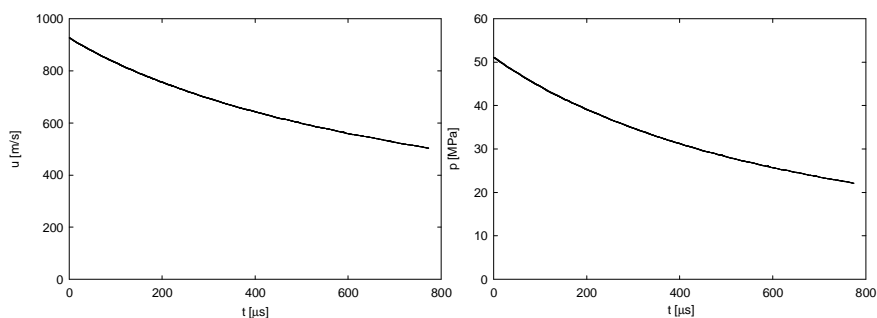
Na rys. 6 przedstawiono otrzymane z obliczeń przykładowe przebiegi prędkości i ciśnienia na wylocie z lufy od momentu dojścia fali uderzeniowej do wylotu, do momentu dotarcia do wylotu czoła pocisku.



Rys. 6. Przebiegi prędkości i ciśnienia gazu na wylocie z lufy dla prekursora przepływu

Fig. 6. Changes of velocity and gas pressure in time at the muzzle exit for the precursor flow

Stanowią one podstawę do sformułowania warunku brzegowego (10) dla prekursora przepływu. Na rys. 7 przedstawiono otrzymane z obliczeń przykładowe przebiegi prędkości i ciśnienia na wylocie z lufy od momentu opuszczenia lufy przez pocisk.



Rys. 7. Przebiegi prędkości i ciśnienia gazu na wylocie z lufy po wylocie pocisku

Fig. 7. Changes of velocity and gas pressure at the muzzle exit for the main flow

5. PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono wyniki pierwszego etapu prac nad opracowaniem modelu teoretycznego, pozwalającego przewidywać zmiany prędkości pocisku w etapie balistyki przejściowej. W szczególności zaprezentowano:

1. Opis zjawisk gazodynamicznych okresu balistyki przejściowej.
2. Opis modelu fizycznego zjawisk okresu balistyki przejściowej.
3. Matematyczne sformułowanie podstawowego problemu balistyki przejściowej.
4. Opis sposobu wyznaczania parametrów przepływu na wylocie z lufy w okresie formowania się prekursora przepływu oraz w okresie wypływu gazów prochowych.
5. Przykładowe wyniki obliczeń, ilustrujące charakter zmian parametrów przepływu na wylocie z lufy.

W kolejnym etapie pracy opracowana zostanie metoda rozwiązania układów równań (1) dla prekursora przepływu, a następnie dla wypływu gazów prochowych.

Praca została zrealizowana jako część projektu badawczego Nr 0 N501 053337 finansowanego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego w latach 2009-2012.

LITERATURA

- [1] Klingenberg G., Heimerl J.M., Gun Muzzle Blast and Flash, 139. AIAA, *Progress in astronautics and aeronautics*, vol. 139, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Washington, 1992.
- [2] Carlucci D.E., Jacobson S.S., *Ballistics. Theory and design of guns and ammunition*, CRC Press, Boca Raton – London – New York, 2008.
- [3] Cayzac R., Carette E., Alziary de Roquefort T., Vaglio C., Brossard J., Intermediate ballistic computations and validation, *Proceedings of 17th International Symposium on Ballistics*, vol. 2, pp. 1-8, Midrand, South Africa, March 1998.
- [4] Jiang Z., Takayama K., Skews B.W., Wave interactions following the emergence of a supersonic projectile from a tube, *Proceedings of 17th International Symposium on Ballistics*, vol. 2, pp. 9-16, Midrand, South Africa, March 1998.
- [5] Jiang X., Chen Z., Fan B., Li H., Numerical simulation of blast flow fields induced by a high-speed projectile, *Shock Waves* 18 (3), 2008, pp. 205-212, 2008.
- [6] Zhukov A.I., Application of the method of characteristics to numerical solution of one dimensional problems of gas dynamics (in Russian), *Trudy Mat. Inst. im. V.A.Steklova*, Moskva, 1960.
- [7] Godunov S.K., Zabrodin A.B., Ivanov M. YA., Krayko A.N., Prokopov G.P., *Numerical solution of multidimensional problems of gas dynamics* (in Russian), Moscow, 1976.
- [8] Trębiński R., Włodarczyk E., Application of S.K. Godunov's method for solving the problem of quasi-one-dimensional gas flow with a shock wave, *J.Tech.Phys.*, 24, 1, 1983, pp. 105-120, 1983.
- [9] Włodarczyk E., O problemie formowania się fal uderzeniowych w ośrodkach ciągłych, *Biuletyn WAT*, 24, 6, 1975.

Boundary Conditions of Main Problem of Intermediate Ballistics

Marta CZYŻEWSKA, Radosław TRĘBIŃSKI

Abstract. In the paper, experimental observations concerning phenomena of the intermediate ballistics are discussed. Basing on these observations, a physical model of the phenomena have been proposed and the main problem of the intermediate ballistics has been formulated. Some problems have been indicated, that are connected with the formulation of the problem. A method for determination of the boundary condition at the muzzle exit has been described. Some exemplary results of calculations of pressure and flow velocity at the muzzle exit have been presented.

Keywords: mechanics, intermediate ballistics, modelling of firing phenomenon