

A XIII-a Conferință Naţională multidisciplinară – cu participare internaţională, "Profesorul Dorin PAVEL – fondatorul hidroenergeticii româneşti", SEBEŞ, 2013

CONSIDERAȚII PRIVIND STUDIUL PROCESELOR TERMOGAZODINAMICE PRIN METODA STRATULUI LIMITĂ DINAMIC ȘI TERMIC LA ARMELE DE FOC

Constantin AVĂDANEI

CONSIDERATION OF THE STUDY BY THE METHOD LAYER TERMOGAZODINAMICE PROCESSES LIMIT DYNAMIC AND HEAT SHIELD OF THE FIREARMS

This paper presents a study analytically, by means of dynamic and thermal boundary layer processes occurring inside termogazodinamice and muzzle, during firing guns.

Cuvinte cheie: proces termogazodinamic, strat limită dinamic și termic, jet de gaze, forțe de vâscozitate

Keywords: termogazodinamic process, dynamic and thermal boundary layer, jet, force gas viscosity

1. Introducere

Procesul tragerii cu armele de foc este însoțit de fenomene termogazodinamice deosebit de complexe [1]. Pentru studierea acestor procese se apelează la diferite metode: analiza dimensională, similitudinea, stratul limită dinamic și termic.

Demersurile acestui studiu constau în stabilirea mărimilor fizice care intervin în fenomenul studiat și găsirea unui aparat matematic adecvat pentru descrierea evoluției parametrilor termogazodinamici cât mai aproape de fenomenul real al curgerii [2], [6]. În cazul de față s-a procedat la un studiu analitic al proceselor, prin metoda stratului limită dinamic și termic.

2. Stratul limită dinamic

La studiul macroscopic al curgerilor, ecuațiile Navier-Stokes nu permit lămurirea fenomenelor ce au loc în stratul de gaz adiacent la peretele solid[2].

În acest strat influența reciprocă a forțelor de inerție și de vâscozitate trebuie explicitată prin ecuații suplimentare.

De exemplu, pe timpul tragerilor cu armele de foc, în interiorul țevilor curgerea gazelor poate avea loc și în condițiile când valoarea criteriului Reynolds este cuprins între limitele[1]: $1 \le \text{Re} \le 0.8$.

Mişcarea gazelor poate fi împărţită în două zone distincte: zona (1) – strat limită dinamic, situată lângă peretele solid al ţevii, în care forţele de vâscozitate au aceeaşi pondere cu celelalte forţe care acţionează asupra masei de gaz; zona (2)- zonă de curgere liberă a gazelor, unde influenţa forţelor de vâscozitate este neglijabilă.

Datorită perfecționării metodelor de cercetare experimentală sa constatat că teoria lui Prandtl poate fi completată în sensul influenței pe care o are stratul limită asupra zonei libere de curgere a gazelor – datorită frânării gazelor în stratul limită, liniile de curent ale fluidului în curgere se deplasează spre zona liberă și, ca urmare, va apărea o viteză de deplasare transversală în el.

În momentul când jetul de gaze iese din ţeava armei şi pătrunde în atmosferă într-o masă de gaze imobilă, are loc de asemenea formarea unui strat limită asupra zonei de curgere liberă a gazelor (figura 1).



Fig.1 Strat limită dinamic al unui jet liber de gaze

Liniile de curent externe ale jetului de gaze pătrund în masa de gaze în repaus și, ca urmare a vâscozității, acesta va fi antrenat în

mişcare formând un strat limită de grosime δ , care devine din ce în ce mai mare, pe măsură ce locul de măsurare este mai îndepărtat de orificiul de formare a jetului.

Caracterul mişcării în stratul limită dinamic poate fi laminar, tranzitoriu sau turbulent, în funcție de mărimea numărului Reynolds.

În figura 2 se prezintă schematic procesul de formare a stratului limită dinamic laminar, la curgerea unui gaz cu viteza mai mică decât viteza sunetului: $w_1 < a (0,1 a \le w_1 \le 0,8 a)$.



Fig. 2 Stratul limita dinamic laminar

Pentru $0 \le x < x_{cr}$ grosimea stratului limită δ_x variază de la 0 la δ_x . Distanța x_{cr} este,, lungimea critică" sau distanța de stabilizare a stratului limită dinamic. Variația vitezei w_x la o distanță y de la perete ($y < \delta_{x;} x < x_{cr}$) are o pantă mai mare decât pentru $x \ge x_{cr}$, iar după parcurgerea distanței x_{cr} , în cazul curgerii potențiale, grosimea stratului limită rămâne constant pentru orice valoare a lui x.

Pentru curgerea gazelor în interiorul ţevilor de armament fenomenul de formare a stratului limită laminar are un caracter simetric[1][4], aşa cum este prezentat în figura 3.



Fig. 3 Stratul limită dinamic laminar la curgerea prin țevi

În funcție de caracterul mișcării în stratul limită dinamic, acesta poate fi tranzitoriu sau turbulent, definite de criteriul Reynolds critic

 $(\mathcal{R}e_{cr})$. Trecerea de la regimul laminar la cel turbulent nu are loc instantaneu, ci într-o perioadă de timp care corespunde unei plaje de valori $\operatorname{Re}_{crmin} \leq \operatorname{Re}_{cr} \leq \operatorname{Re}_{crmax}$. Valoarea lui $\mathcal{R}e_{cr}$ depinde intensitatea perturbațiilor ce acționează asupra curgerii [5]. Pierderea stabilității curgerii laminare se datorește influenței perturbațiilor asupra câmpului de viteze și de presiune din curent.

Pentru x<x_{cr} viteza de curgere într-o secțiune oarecare x și la cota y depinde de viteza inițială w₁ și de coordonatele x și y ale punctului iar pentru x>x_{cr} aceasta nu mai depinde decât de ordonata y.

Grosimea stratului limită δ_x pentru x<x_cr depinde de abscisa x a secțiunii, având $\delta_x{<}\delta$.

În cazul când curgerea în zona liberă este turbulentă, $(\mathcal{R}e>_{10^4})$ pentru ţevi circulare sau $\mathcal{R}e>_{\mathcal{R}e_{cr}}$ pentru alte situaţii, dar este subsonică (w₁<a), mişcarea în stratul limită are un caracter laminar lângă perete şi turbulent deasupra acestuia.

În figura 4 se prezintă schematic procesul de formare a stratului limită dinamic turbulent.



Fig. 4 Formarea stratului limită dinamic turbulent

Pe distanţa x_{cr1} de la muchia de intrare a peretelui se formează stratul limită laminar, a cărei grosime δ_{Lx} este funcţie de x până la $x < x_{cr1}$. Curba 0-1 reprezintă grosimea stratului limită laminar δ_{Lx} . După $x = x_{cr1}$ până la $x \le x_{cr3}$ stratul limită laminar se micşorează, fiind reprezentat în figura 4 prin linia punctată de lângă perete. De la $x = x_{cr3}$, în direcţia de curgere, grosimea stratului limită dinamic laminar devine δ_L și rămâne la valoare constantă pentru orice valoare $x \ge x_{cr3}$.

Începând de la x = x_{cr1} începe să se formeze stratul limită dinamic cu mişcare tranzitorie, a cărei grosime δ_{tr} variază odată cu micşorarea lui δ_{Lx} și cu creșterea lui L_x. Distanța Δx_{tr1} pe care are loc

mişcarea tranzitorie nu poate fi determinată teoretic cu precizie, ea depinzând de intensitatea forțelor de vâscozitate din gaze.

Experimental s-a constatat că Δx_{tr} este relativ mică, deoarece la o distanță mică după x = x_{cr1} apare în stratul limită mișcarea turbulentă [1], [5].

Ca urmare, de la x_{cr1} la x_{cr} grosimea stratului limită dinamic turbulent va crește continuu, până la $x = x_{cr3}$ grosimea lui s-a stabilizat și pentru orice valoare $x \ge x_{cr3}$ va rămâne constant și egală cu δ .

Deci stratul limită δ va fi compus dintr-un strat δ_L în care mişcarea rămâne laminară, și unul $\delta - \delta_L$ unde mişcarea este turbulentă.

3. Stratul limită dinamic la curgerea gazelor prin ţevi cu secţiune circulară

În cazul ţevilor de armament., acestea sunt formate dintr-o incintă tronconică în care au loc procesele de combustie ale amestecurilor pirotehnice și o parte cilindrică în care se deplasează glonţul şi gazele rezultate din ardere. În figura 5 se prezintă schematic un exemplu de curgere a gazelor prin aceste ţevi.



Fig. 5 Stratul limită la curgerea prin țevi cilindrice

Mărimile frânate ale parametrilor gazodinamici sunt notate cu $\rho_0,\ T_0,\ p_0,\ etc.,\ iar cele din secțiunea de intrare cu <math display="inline">w_x,\ \rho_a,\ p_a,\ T_a$. În aceste condiții numărul Mach se exprimă astfel [2], [6]:

$$M_{max} = \frac{w}{w_{max}} = M_{cr} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}}$$
(1)

unde, k- este coeficient adiabatic.

Valorile parametrilor gazodinamici la intrarea în ţeavă sunt date de relaţiile:

$$M_{maxa} = \frac{w_{a}}{w_{maxa}} ; p_{a} = p_{0} \left(1 - M_{maxa}^{2} \right)^{\frac{\kappa}{k-1}}$$
(2)
$$\rho_{a} = \rho_{0} \left(1 - M_{maxa}^{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} ; T_{a} = T_{0} \left(1 - M_{maxa}^{2} \right)$$

Până la stabilizarea regimului de curgere a gazelor, care are loc pe lungimea inițială egală cu x_{cr} , grosimea stratului limită δ_y crește.

Temperatura frânată a gazelor are aceeaşi valoare în orice secțiune, în condițiile ipotezelor simplificatoare: pe timpul curgerii între gaz și perete nu are loc schimbul de căldură, se neglijează lucrul mecanic de frecare [1], [3]:

$$T_0 = T + \frac{w^2}{2c_p} = \text{const.}$$
(3)

Ecuațiile impulsului și a continuității în secțiunea A (în care R este raza țevii, r este curentă, T este timpul) au forma [1], [6]:

$$d(2\pi)\int_{0}^{R} \left(\rho w^{2} r dr + \pi R \rho\right) = 2\pi R \tau_{p} dx$$
(4)

$$\stackrel{*}{m} = \pi R^2 \rho_a w_a = 2\pi \int_{0}^{R} \rho w r dr$$
 (5)

Ecuațiile (4) și (5) se pot scrie sub formă adimensională cu ajutorul relațiilor pentru un gaz perfect [6]:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dx}}\left(\frac{4\mathrm{k}}{\mathrm{k}-1}\mathrm{M}_{\mathrm{max}}^{2}\int_{0}^{1}\frac{\rho}{\rho_{0}}\left(\frac{\mathrm{w}}{\mathrm{w}_{\mathrm{ax}}}\right)^{2}\overline{\mathrm{r}}\,\mathrm{dr}+\frac{\mathrm{p}}{\mathrm{p}_{0}}\right)=-\frac{\tau_{\mathrm{p}}}{\mathrm{p}_{0}}\tag{6}$$

$$\frac{m}{\pi R^2 \rho_0 w_{max}} = M_{maxa} \left(1 - M_{maxa}\right) \frac{1}{k-1} = 2M_{max} \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_0} \frac{w}{w_{ax}} \overline{r} \cdot dr \qquad (7)$$

$$\hat{n} \text{ care: } \overline{r} = \frac{r}{R} ; \ \overline{x} = \frac{x}{R} ; \ \frac{p_0}{\rho_0 w_{max}^2} = \frac{k-1}{2k}$$
$$\frac{p}{p_0} = \left(1 - M_{max}^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$
(8)

în care: $M_{maxa} = w_a / w_{max}$; $M_{max} = w / w_{ax}$ (w_{ax} - viteza gazelor la axa ţevii).

4. Stratul limită termic pentru viteze de curgere subsonice (M>0,3)

În primă fază studiul se face în ipoteza unui gaz perfect. În cazul curgerii cu viteză subsonică, în stratul limită termic apare, concomitent cu scăderea de viteză și schimbul de căldură cu pereții ţevii, o creştere a presiunii și temperaturii momentane.

Tinând seama de acest fenomen ecuația energiei va avea forma [1], [3]:

$$\rho c_{p} \frac{Dt}{d\tau} - \frac{Dp}{d\tau} = \lambda \nabla^{2} t + \mu D_{iss} \left[F k t(\vec{w}) \right]$$
(9)

în care:

$$D_{iss}\left[F \cdot k \cdot t\left(\vec{w}\right)\right] = 2\left[\left(\frac{\partial w_x}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_y}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_z}{\partial z}\right)^2\right] + \left(\frac{\partial w_y}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_y}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_z}{\partial x} + \frac{\partial w_x}{\partial z}\right)^2 - \frac{2}{3}\left(\operatorname{div}\vec{w}\right)^2$$
(10)

Acest termen reprezintă,,funcția de disipare a energiei". Ecuația de mișcare a gazului se scrie sub forma:

$$\rho \frac{D\vec{w}}{d\tau} = \rho g - \Delta p + \mu \nabla^2 \vec{w} + \frac{1}{3} \mu \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{w}$$
(11)

Considerând că între două secțiuni oarecare 1 și 2 din țeavă,

gazul în debit m schimbă cu peretele un flux Q, entalpiile frânate h_0 în 1 și 2 vor fi:

$$h_{01} - h_{02} = \frac{Q}{m} = \left(h_1 + \frac{w_1^2}{2}\right) - \left(h_2 + \frac{w_2^2}{2}\right)$$
(12)

Din relaţia (12) se observă că pentru un debit de gaze mare, raportul Q/m tinde către zero şi deci curgerea poate avea un caracter adiabatic.

Se poate trage concluzia că pentru o curgere adiabatică temperatura instantanee a gazului depinde de viteza de curgere w.

Entalpia frânată și temperatura frânată se scriu sub forma:

$$h_0 = h + \frac{w^2}{2}$$
; $T_0 = T + \frac{w^2}{2c_p}$; $\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{w^2}{2c_pT} = 1 + \frac{k - 1}{2}M^2$ (13)

În stratul limită, la peretele ţevii viteza scade la w = 0 iar temperatura frânată va avea valoarea:

$$T_{p} = T_{0} = T\left(1 + \frac{k-1}{2}M^{2}\right)$$
(14)

În consecință, pentru k = 1,4, T = 288 K și criteriul Mach, se pot determina temperaturile frânate pentru diferite cazuri de curgeri gazodinamice în țevile de armament.

5. Concluzii

■ Pentru viteze de curgere a gazelor în intervalul 0<M<0,3 temperatura la perete este cu 5 grade mai mare decât temperatura medie din zona liberă, deci frânarea se poate neglija;

■ În cazul curgerilor cu M>0,3, diferența dintre temperatura la perete T_p și temperatura din zona liberă definește gradientul de temperatură din stratul limită;

■ Pentru curgerea gazelor în condițiile 0,3<M<0,9 (subsonică) fenomenul de frânare prezintă o importanță limitată în interiorul ţevilor;

■ Studiul stratului limită laminar și turbulent în curgerea gazelor în interiorul ţevilor de armament constituie o contribuţie la apropierea aparatului matematic propus de fenomenul fizic real al gazodinamicii în acest domeniu.

BIBLIOGRAFIE

[1] Avădanei, C., *Contribuții în studiul optimizării fenomenelor gazodinamice din dispozitivele armamentului de calibru redus*, Teză de doctorat, Academia Tehnică Militară, București, 1999.

[2] Berbente, C., Constantinescu, N.V., *Dinamica gazelor*, Vol.1, Institutul Politehnic București, 1977.

[3] Năstase, M., Codreanu, I., Paraschiv, T., *Termotehnica*, Editura Academiei Tehnice Militare, Bucureşti, 1994.

[4] Radcenco, V., *Termodinamica generalizată*, Editura tehnică, Bucureşti, 1992.

[5] Ştefănescu, D., Marinescu, M., Ganea, I., *Termogazodinamica tehnică*, Editura Tehnică, București, 1986.

[6] Ştefan, S., *Mecanica fluidelor*, Editura Academiei Tehnice Militare, Bucureşti, 1992-1993.

Dr.Ing. Constantin AVĂDANEI Lector Univ., membru AGIR E-mail: <u>costi av 2003@yahoo.com</u>