A XIV-a Conferinţă internaţională – multidisciplinară,
"Profesorul Dorin PAVEL – fondatorul hidroenergeticii româneşti",
SEBEŞ, 2014

CONSIDERAŢII PRIVIND STUDIUL INFLUENȚEI PERTURBAȚIILOR ATMOSFERICE ÎN CALCULUL PARAMETRILOR DE ZBOR A CORPURILOR DE REVOLUȚIE

Constantin AVĂDANEI

CONSIDERATIONS ON THE STUDY OF THE INFLUENCE OF ATMOSPHERIC DISTURBANCE IN THE CALCULATION OF THE PARAMETERS OF THE FLIGHT OF BODIES OF REVOLUTION

This paper presents some aspects of the study of the motions of bodies of revolution on the flight trajectories in the atmosphere, in supersonic mode. Results of the study allow a calculation of just as many couples and aerodynamic forces acting on bodies of revolution during flights in the atmosphere.

Keywords: flight trajectory, projectile, aerodynamic force, aerodynamics, couple of supersonic motion, fluid compressible, turbulent motion, shock wave, his Mach number

Cuvinte cheie: proiectil, traiectorie de zbor, forță aerodinamică, cuplu aerodinamic, mișcare supersonică, fluid compresibil, mișcare turbulentă, undă de șoc, numărul lui Mach

1. Introducere

În timpul zborului proiectilului în aer există o mișcare relativă a aerului față de proiectil, însoțită de interacțiuni complexe între mediul în care are loc mișcarea și corpul care se deplasează.

În aerodinamică se studiază fenomenul curgerii aerului în jurul corpului și efectele ei asupra acestuia, concretizate prin apariția forțelor și cuplurilor aerodinamice care acționează pe timpul zborului [2], [5].

Acțiunea reciprocă între aer și proiectil și fenomenul în ansamblu se poate reproduce considerând că proiectilul este imobil, iar aerul se mișcă pe direcția de deplasare a proiectilului, venind de la infinit amonte cu o viteză V_∞ , egală și de sens contrar cu viteza acestuia, V (figura 1)

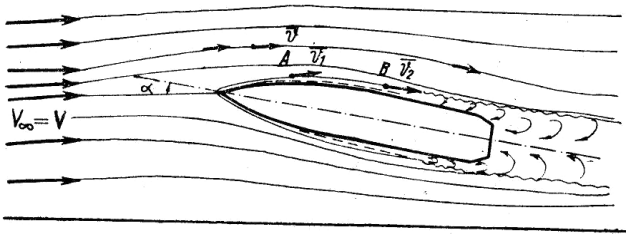

Fig.1 Curgerea aerului în jurul proiectilului

Curgerea aerului în jurul unui corp depinde de viteza curentului de aer la infinit amonte, de forma și orientarea corpului față de curentul de aer [1], [3]. Curgând pe lângă corp, curentul de aer își modifică viteza și în același timp și parametrii termodinamici; astfel modificarea vitezei atrage după sine modificarea presiunii, iar în anumite condiții, dacă viteza crește peste anumite valori, apar variații însemnate ale densității și temperaturii aerului. În acest caz studiul se face în condițiile compresibilității și vâscozității aerului.

2. Caracteristici ale mișcării turbulente

În majoritatea cazurilor, mișcarea fluidului în jurul corpurilor de revoluție (proiectilelor) are un caracter turbulent [4], [5].

Apariția fenomenului de turbulență se poate explica în acest caz prin două ipoteze de bază [4]:

a - trecerea de la mișcarea laminară la mișcarea turbulentă are loc datorită instabilității provocate de fluctuații infinit mici care cresc exponențial;

b - fenomenul are la bază tot perturbațiile mici dar trecerea la mișcarea turbulentă este consecința acțiunii gradienților de presiune care se opun mișcării.

Mișcarea turbulentă nu se poate confunda cu mișcarea laminară nestaționară [5]. Trăsătura esențială a mișcării turbulente o

constituie caracterul întâmplător al variației mărimilor caracteristice cu timpul [3].

Prin trecerea de la regimul laminar la cel turbulent mediul își păstrează caracterul de continuitate.

În cazul fluidelor incompresibile, se neglijează fluctuațiile densității și presiunii iar ecuațiile mișcării turbulente se stabilesc cu ajutorul ecuațiilor Navier-Stokes și cu ecuația de continuitate, considerându-se că orice parametru se reprezintă ca o sumă de doi termeni, o mărime medie și o fluctuație [2], [3]:

$$v_x = \bar{v}_x + v'_x \quad ; \quad v_y = \bar{v}_y + v'_y \quad ; \quad v_z = \bar{v}_z + v'_z \tag{1}$$

în care, $\bar{v}_x$, $\bar{v}_y$, $\bar{v}_z$ exprimă media temporală a mărimii:

$$\bar{v} = \frac{1}{T}\int_t^{t+T} v dt \tag{2}$$

iar, v'_x, v'_y, v'_z reprezintă fluctuațiile.

Caracteristicile fluidului, densitate, presiune, vâscozitate, în regim incompresibil se exprimă cu ajutorul ecuațiilor Reynolds, care rezultă din ecuațiile Navier-Stokes la care se adaugă efectul de fluctuație al câmpului de viteze [1], [5]:

$$\rho\left(\bar{v}_x\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \bar{v}_y\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} + \bar{v}_z\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z}\right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} - \rho\overline{v'^2_x}\right) +$$
$$+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} - \rho\,\overline{v'_x v'_y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} - \rho\overline{v'_x v'_z}\right),$$
$$\rho\left(\bar{v}_x\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial x} + \bar{v}_y\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} + \bar{v}_z\frac{\partial v_y}{\partial z}\right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial x} - \rho\overline{v'_x v'_y}\right) +$$
$$+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} - \rho\overline{v'^2_y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial z} - \rho\overline{v'_y v'_z}\right),$$
$$\rho\left(\bar{v}_x\frac{\partial \bar{v}_z}{\partial x} + \bar{v}_y\frac{\partial \bar{v}_z}{\partial y} + \bar{v}_z\frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z}\right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial \bar{v}_z}{\partial x} - \rho\overline{v'_x v'_z}\right) +$$
$$+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial \bar{v}_z}{\partial y} - \rho\overline{v'_y v'_z}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} - \rho\overline{v'^2_z}\right) \tag{3}$$

la care se atașează ecuația de continuitate [5]:

$$\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} = 0 \tag{4}$$

În ecuațiile (3) apar termenii fluctuațiilor și constituie elementele tensorului de ordinul doi τ_{ij} denumit tensorul tensiunilor tangențiale turbulente mediat în timp:

$$\tau_{ij} = \begin{pmatrix} -\rho\overline{v_x'^2} & -\rho\overline{v_x' v_y'} & -\rho\overline{v_x' v_z'} \\ -\rho\overline{v_x' v_y'} & -\rho\overline{v_y'^2} & -\rho\overline{v_y' v_z'} \\ -\rho\overline{v_x' v_z'} & -\rho\overline{v_y' v_z'} & -\rho\overline{v_z'^2} \end{pmatrix} \tag{5}$$

Ecuațiile lui Reynolds (3) împreună cu ecuația (4) nu pot fi soluționate, deoarece conțin mai multe necunoscute decât numărul de ecuații. De aceea se face apel la ipoteze suplimentare și la date experimentale. Ipotezele suplimentare se referă la tensiunile turbulente care apar ca urmare a fenomenelor de transfer determinate de fluctuații [3], [4].

Toate aceste demersuri conduc la o determinare cât mai exactă a pierderilor de energie cinetică prin disipare datorită vâscozității. În zborul proiectilelor aceste pierderi se regăsesc în mărimea forței de rezistență la înaintare care influențează stabilitatea corpului pe traiectorie și distanțele de tragere [2].

În figura 1 sunt reprezentate liniile de curent pentru viteze ale aerului în jurul proiectilului de 200-240 $m.s^{-1}$.

Pe aceeași linie de curent, în punctele A și B, valorile vitezei și presiunii sunt v_1 și p_1, respectiv v_2 și p_2 , iar curgerea se consideră incompresibilă și permanentă.

Relația dintre acești parametri este dată și de ecuația lui Bernoulli:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{1}{2}v_1^2 = \frac{p_2}{\rho} + \frac{1}{2}v_2^2 = \text{const.} \tag{6}$$

unde ρ este densitatea aerului.

Pentru viteze mai mari de 240 $m.s^{-1}$ ale proiectilului, și deci a vitezei aerului în jurul acestuia are loc o modificare a densității (ρ_1, ρ_2) odată cu modificarea presiunii, fluidul devenind compresibil ecuația (5) având forma [1], [5]:

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}v_1^2 = \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_2}{\rho_2} + \frac{1}{2}v_2^2 = \text{const.} \tag{7}$$

în care, $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ este coeficientul adiabatic al aerului.

Se poate trage concluzia că pe aceeași linie de curent odată cu creșterea presiunii se micșorează viteza v.

Pentru o evaluare reală a fenomenelor care au loc în vecinătatea proiectilului s-a introdus parametrul ,,numărul Mach al proiectilului" [2], prin care se apreciază just raportul dintre viteza acestuia și viteza sunetului în mediu neperturbat ($M = v/a$).

Cu ajutorul numărului Mach se precizează regimul de curgere al curentului de aer și implicit regimul de zbor, din punct de vedere aerodinamic al proiectilului [2], [5].

3. Formarea undei de șoc în jurul proiectilului

Undele de șoc însoțesc întotdeauna curgerea supersonică a aerului în jurul proiectilului.

Salturile finite, puternice, de presiune și densitate create în interiorul curentului supersonic se propagă în fluid cu o viteză

$$a_s = \sqrt{\frac{\rho + \Delta\rho}{\rho}\frac{dp}{d\rho}} \tag{8}$$

unde, $\Delta\rho$ este saltul de densitate corespunzător comprimării respective. Cu ajutorul figurii 2 se poate explica mecanismul formării undei de șoc [2], [5].

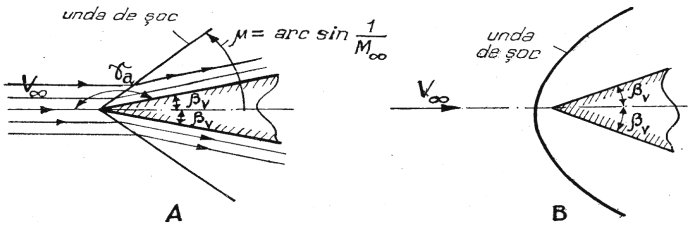

Fig. 2 Formarea undei de șoc în jurul proiectilului

Se presupune că suprafața proiectilului este constituită dintr-o infinitate de surse punctiforme de perturbații puternice în curentul supersonic.

Perturbațiile de forma salturilor finite de presiune create în curentul supersonic se propagă cu precădere în sensul curentului, sub formă de unde sferice ale căror centre se deplasează cu viteza curentului. Suprafața care înfășoară undele sferice emise continuu de sursa de perturbații finite este denumită undă de șoc.

Dacă partea din față a corpului este ascuțită și conică,suprafața în care se produce saltul de presiune poate fi conică (figura 2, A), generatoarea conului fiind înclinată față de axă cu unghiul lui Mach [2],

$$\mu = \arcsin\left(\frac{a_\infty}{V_\infty}\right) \tag{9}$$

Dacă semiunghiul β_v la vârful conului depășește o anumită valoare maximă, unda de șoc se depărtează de vârf, iar secțiunea sa longitudinală se deformează (figura 2, B), deoarece vârful devine în acest caz o sursă de perturbații puternice.

În această situație, saltul de presiune din frontul undei de șoc este mai mare, ceea ce duce la mărirea rezistenței pe care proiectilul o întâmpină pe traiectoria de zbor.

În spatele undei de șoc are loc o destindere a fluidului, formându-se unde de destindere, în secțiunea de trecere de la partea cilindrică a proiectilului la partea tronconică [2] (figura 3).

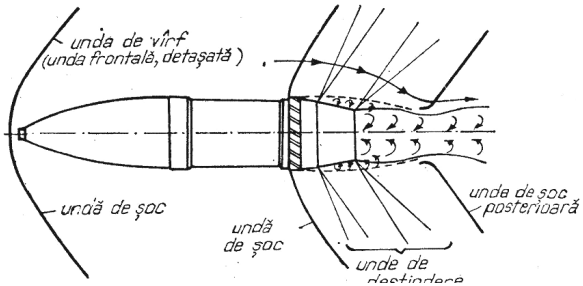

Fig. 3 Undele de șoc formate în jurul proiectilului

Orice variație bruscă a secțiunii transversale a proiectilului, orice asperitate de pe suprafața corpului duc la apariția undelor, consumându-se din energia cinetică a proiectilului.

Formarea și întreținerea undelor de șoc pe timpul mișcării proiectilului presupun un consum de energie care se face pe seama energiei cinetice a acestuia.

Scăzând energia cinetică a proiectilului, scade și viteza de zbor a acestuia.

4. Modalități de calcul pentru forța aerodinamică și cuplul aerodinamic

O schemă de calcul pentru forțele care acționează asupra proiectilului pe timpul zborului pe traiectorie este prezentată în figura 4.

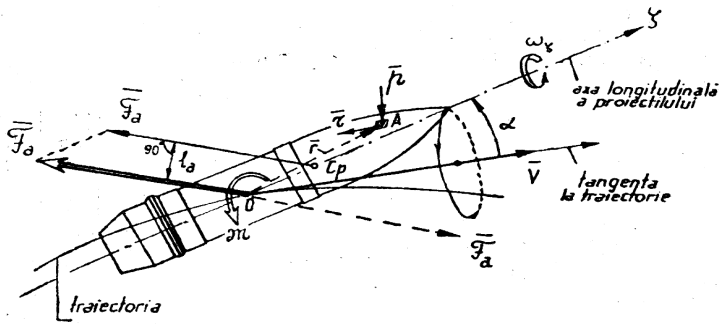

Fig.4 Forța aerodinamică și cuplul aerodinamic

În timpul zborului proiectilului, ca urmare a curgerii aerului în jurul corpului au loc fenomenele descrise mai sus.

Pe suprafața exterioară a acestuia acționează o forță de suprapresiune $\bar{p}$ (datorită diferenței Δp dintre presiunea din punctul respectiv și presiunea mediului ambiant neperturbat), normală la suprafața respectivă și o forță tangențială $\bar{\tau}$ (datorită vâscozității) după direcția de curgere, în planul suprafeței considerate [2].

Prin însumarea forțelor de suprapresiune și forțelor tangențiale ce acționează pe întreaga suprafață a corpului se obține o forță numită forță aerodinamică rezultantă, $\bar{\mathbf{F}}_a$ (figura 4), având direcția și sensul ca în figură.

Direcția forței aerodinamice intersectează axa proiectilului în punctul C_p, numit centrul de presiune.

Tot pe axa proiectilului se află și centrul de masă O, situat în spatele centrului de presiune.

Ca efect al forțelor de suprapresiune și al tensiunilor tangențiale, asupra proiectilului mai acționează și un cuplu aerodinamic rezultant, caracterizat de un moment denumit moment aerodinamic rezultant, $\mathbf{M}_a$.

Sensul momentului este redat în figura 4 și are drept efect tendința de a îndepărta proiectilul de la tangenta la traiectorie, ceea ce poate duce la răsturnarea proiectilului [2], [5].

Pentru a evita acest fenomen, proiectilului i se imprimă o viteză de rotație foarte mare, ω_ζ.

5. Concluzii

1. Studiul aerodinamic al zborului proiectilului pe traiectorie este un demers foarte complicat și de aceea orice contribuție a specialiștilor constituie pași importanți în apropierea aparatului matematic de investigație, de fenomenele reale ce însoțesc zborul pe traiectorie.
2. Demersurile teoretice au fost completate cu investigații de laborator și simulări pe calculator.
3. Rezultatele studiilor sunt utilizate de proiectanți și fabricanți, în scopul îmbunătățirii performanțelor de precizie pentru sistemele de trageri de artilerie.
4. Rezultatele studiilor permit stabilirea optimă a configurațiilor proiectilelor atât din punct de vedere al formei exterioare cât și a organizării interioare: profilul vârfului proiectilului, partea tronconică din spatele proiectilului, rugozitatea suprafețelor exterioare, modul de așezare a explozibililor în interiorul acestuia etc.
5. Rezultatele investigațiilor fenomenelor care au loc în jurul proiectilului permit o corelare mai bună cu parametrii atmosferei aflați pe traiectoria de zbor.
6. Studiile recente contribuie la stabilirea cu o mai mare precizie a domeniilor de variație a parametrilor ce compun ecuația traiectoriei.

BIBLIOGRAFIE

[1] Avădanei, C., *Contribuţii în studiul optimizării fenomenelor gazodinamice din dispozitivele armamentului de calibru redus*, Teză de doctorat, Academia Tehnică Militară, Bucureşti, 1999.
[2] Moraru, Fl., *Manual de Balistică Exterioară*, Editura Militară, București, 1976.
[3] Săvulescu, Șt., ș.a., *Cercetări matematice în teoria modernă a stratului limită,* Editura Academiei Române, București, 1981.
[4] Săvulescu, S.,N., *Tranziția de la scurgerea laminară la cea turbulentă,* Editura Academia Română, 1968
[5] Ştefan, S., *Ecuațiile mecanicii fluidelor*, Editura Academiei Tehnice Militare, Bucureşti, 1999.

Lector Univ. Dr.Ing. Constantin AVĂDANEI
membru AGIR
E-mail: costi_av_2003@yahoo.com