



A XV-a Conferință internațională – multidisciplinară
„Profesorul Dorin Pavel – fondatorul hidroenergeticii românești”
SEBEȘ, 2015

CONSIDERAȚII PRIVIND STUDIUL PARAMETRILOR GAZODINAMICI LA DEPLASAREA CORPURILOR CU VITEZE SUPERSONCE ÎN PREZENȚA UNDEI DE ȘOC DETAȘATE

Elena-Bianca AVĂDANEI, Constantin AVĂDANEI

CONSIDERATIONS IN MOVING BODIES GAS DYNAMICS PARAMETERS STUDY WITH PRESENCE IN GEAR SUPERSONCE DETACHED SHOCK WAVE

This paper presents a method to study the parameters of flight in the atmosphere, the bodies' neaerodynamics at supersonic speeds in the presence of detached shock wave.

Keywords: body neaerodynamic, shockwave, entropy wave resistance, kinetic energy, dash attack, Mach number

Cuvinte cheie: corp neaerodinamic, undă de șoc, entropie, rezistență de undă, energie cinetică, bord de atac, numărul Mach

1. Introducere

În cazul corpurilor neaerodinamice (neascuțite la vârf) în atmosferă, cum sunt capsulele spațiale, meteoriții, unele bombe de aviație, care evoluează la mișcări supersonice, undele de șoc se produc sub formă detașată, denumite și unde de șoc frontale [2] (figura 1).

De forma bordului de atac depinde intensitatea și caracterul undei de șoc și rezistența la înaintare.

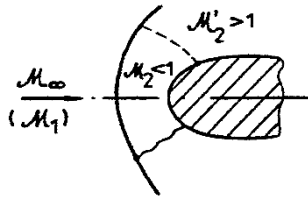


Fig. 1 Forma undei de șoc frontale

2. Evoluția parametrilor gazodinamici în prezența undei de șoc

Aplicând principiul al doilea al Termodinamicii, potrivit căruia entropia fluidului într-o evoluție rămâne constantă sau crește la trecerea prin unda de șoc, se poate scrie relația [3]:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^\gamma = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (1)$$

unde, c_v, c_p - călduri specifice

p_1, p_2 - presiunile fluidului înainte și după unda de șoc,

T_1, T_2 - temperaturile fluidului înainte și după unda de șoc,

γ - indice adiabatic,

ρ_1, ρ_2 - densitățile fluidului înainte și după unda de șoc.

În funcție de entropiile specifice în condițiile de stagnare din amonte și aval de unda de șoc există relația:

$$S_{02} - S_{01} = S_2 - S_1 \quad (2)$$

Ținând cont că evoluțiile sunt izentropice, atât înaintea cât și după unda de șoc și că entalpia specifică se conservă ($i_{01} = i_{02}$ sau $T_{01} = T_{02}$), expresia (1) devine [1], [3]:

$$S_2 - S_1 = S_{02} - S_{01} = R \ln \left(\frac{p_{01}}{p_{02}} \right) \quad (3)$$

unde

$$\frac{p_{01}}{p_{02}} = \left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{(\gamma-1)M_1^2 \sin^2 \beta + 2}{(\gamma+1)M_1^2 \sin^2 \beta} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (4)$$

iar, $M_1 \sin \beta \geq 1$ (5)

conform analizei mișcării fluidului prin unda de șoc oblică (figura 2), în care β este unghiul format de unda de șoc cu direcția inițială a vitezei v_1 a fluidului, iar θ este deviația peretelui.

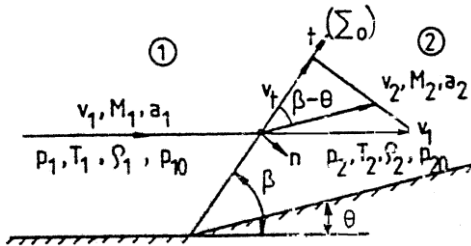


Fig. 2 Schema de calcul pentru unda de șoc oblică

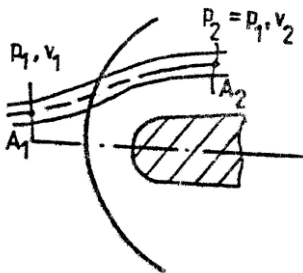
În cazul de față legătura dintre poziționarea β a unei de șoc oblice și deviații θ ale fluidului este de forma [3]:

$$\text{ctg} \theta = \left(\frac{\gamma+1}{2} \cdot \frac{M_1^2}{M_1^2 \sin^2 \beta - 1} - 1 \right) \text{tg} \beta \quad (6)$$

Din relațiile (1) și (6) rezultă că

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} < 1 \quad \text{sau} \quad \frac{p_{01}}{p_{02}} > 1$$

deci, prin unda de șoc normală sau oblică entropia crește, energia mecanică se transformă în căldură, fenomenul este ireversibil și drept consecință se produce o pierdere de sarcină.



Rezistența de undă este rezultatul creșterii entropiei după unda de șoc și se poate evidenția prin perturbarea curentului în jurul obstacolului [3] (figura 3).

Fig. 3 Tub de curent care străbate unda de șoc

Dacă se consideră un tub de curent care străbate unda de șoc, atunci se poate pune în evidență

pierderea de energie cinetică a particulelor de fluid, datorită formei neascuțite a corpului, fenomen care poartă denumirea de rezistență de undă [1], [3].

Din ecuația de conservare a energiei:

$$\frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{v^2}{2} = \frac{a_0^2}{\gamma - 1} \quad (7)$$

scrisă pentru condițiile din amonte și aval de undă, rezultă:

$$\frac{v_1^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_{01}}{\rho_{01}} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{01}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (8)$$

$$\frac{v_2^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_{02}}{\rho_{02}} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{02}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (9)$$

Din cauza prezenței corpului există un punct (A_2) în aval de undă în care $p_2 = p_1$. Înlocuind în relația (9) și ținând seama și de relația pentru temperaturile fluidului [3]:

$$\frac{T_0}{T_1} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 = \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad (10)$$

se deduce

$$\frac{v_1^2 - v_2^2}{v_1^2} = \frac{2}{\gamma - 1} \frac{1}{M_1^2} \left[\left(\frac{p_{01}}{p_{02}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] > 0 \quad (11)$$

sau $v_1 > v_2$, deși presiunea a revenit la valoarea inițială.

Particula de fluid și-a pierdut din energia sa cinetică, datorită prezenței corpului, care va introduce energia necesară învingerii rezistenței de undă.

Se poate stabili și o relație între pierderea energiei cinetice, creșterea entropiei și căldura de disipație, ținând cont de relațiile (3)...(11):

$$\frac{1}{2}(v_1^2 - v_2^2) \approx T_1(S_2 - S_1) \approx T_1 R \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)^2} \frac{(M_1^2 \sin^2 \beta - 1)^3}{3} \quad (12)$$

Pierderea de energie cinetică este proporțională cu temperatura din amonte de unda de șoc T_1 și cu variația entropiei ($S_2 - S_1$).

În figura 4 se arată că pierderea de energie cinetică se regăsește sub forma căldurii absorbită între secțiunile 1-1 și 2-2 ale tubului de curent considerat [1], [2]:

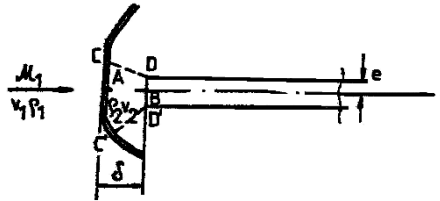


Fig. 4 Căldura absorbită în tubul de curent

$$\frac{1}{2}(v_1^2 - v_2^2) = c_p (T_2 - T_1) \quad (13)$$

fenomenul fiind echivalent cu o evoluție izobară.

3. Concluzii

- Studiul evoluției parametrilor gazodinamici în prezența undei de șoc detașate, care însoțește zborul corpurilor neascuțite în atmosferă, oferă informații fundamentale în proiectarea sistemelor de propulsie, precum și în procesul de optimizare a formei corpurilor la viteze hipersonice.

- În cazul corpurilor rotunjite la vârf (figura 5) se utilizează coeficientul de presiune C_p , care este de forma [2], [3]:

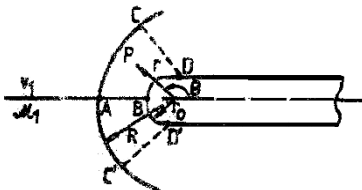


Fig. 5 Corp rotunjit la vârf și forma undei de șoc detașate

$$C_p \approx \frac{4}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma}{2} K_0 C_{pi} \right) \quad (14)$$

în care: γ - este coeficientul adiabatic, C_{pi} - este coeficientul de presiune în ipoteza mișcării incompresibile, $K_0 = \frac{\rho_1}{\rho_2}$

Acest coeficient permite calculul rezistenței la înaintare a corpurilor, care este mai mare în cazul corpurilor rotunjite la vârf.

BIBLIOGRAFIE

- [1] Carafoli, E., Constantinescu, V.N., *Dinamica fluidelor compresibile*, Editura Academiei Române, București, 1984.
- [2] Sălăgean, I., *Aerodinamica vitezelor supersonice*, Editura Academiei Militare, București, 1981.
- [3] Ștefan, S., *Ecuațiile Mecanicii Fluidelor*, Editura Academiei Tehnice Militare, București, 1996.

Informatician Elena-Bianca AVĂDANEI, Cluj-Napoca
Lector Univ. Dr.Ing. Constantin AVĂDANEI
membru AGIR
E-mail: costi_av_2003@yahoo.com