

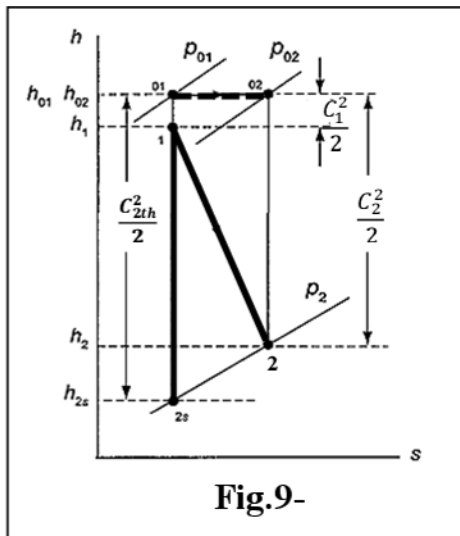
Chapitre 4-Etude des Tuyères

4.1- Définitions : (Fig.4-2):

→Une tuyère est un appareil où l'énergie cinétique d'un fluide est augmentée au cours d'une évolution adiabatique. Cette augmentation d'énergie entraîne une chute de pression et se réalise grâce à une modification appropriée de la section d'écoulement.

→Un diffuseur est un appareil qui a la fonction contraire (augmentation de la pression en réduisant la vitesse d'écoulement).

4-2-Equation d'énergie et pertes adiabatique dans une tuyère :



► Pour un canal fixe on a :

$$\dot{W} + \dot{Q} = \left(h_2 + \frac{c_2^2}{2} \right) - \left(h_1 + \frac{c_1^2}{2} \right) = 0$$

$$\Rightarrow h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2} \Rightarrow h_{01} = h_{02}$$

Et de même pour : $h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_{2s} + \frac{c_{2th}^2}{2} \Rightarrow h_{01} = h_{02s}$

► Coefficient de ralentissement de vitesse : $\varphi = \frac{c_2}{c_{2th}}$;

► Calcul des pertes adiabatiques : $\pi_s = h_2 - h_{2s} = \frac{c_{2th}^2}{2} (1 - \varphi^2)$

► Coefficient de perte de pression dans le stator : $\zeta_s = 1 - \frac{P_{02}}{P_{01}}$

4-3-Rendement d'une tuyère :

► Le rendement isentropique pour une tuyère est :

$$\Rightarrow \eta_{ty} = \frac{W_{rD}}{W_{sD}} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2(h_1 - h_{2s})} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{c_{2th}^2 - c_1^2}$$

► Si le fluide entre à partir d'un large réservoir donc $C_1=0$, le rendement devient :

$$\Rightarrow \eta_{ty} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{c_{2th}^2 - c_1^2} = \frac{c_2^2}{c_{2th}^2} = \varphi^2$$

4.4-Régime d'écoulement:

a)- Vitesse du son : $a = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\gamma r T}$

b)- Régime d'écoulement en fonction du n^{br} de Mach M: (Fig.4-1)

Les différents régimes d'écoulement sont :

- $0,3 < M < 0,8$: l'écoulement est *subsonique* ($M < 1$),
- $M=1$: l'écoulement est *sonique*,
- $0,8 < M < 1,2$: l'écoulement est *transsonique*,
- $1,2 < M < 3$: l'écoulement est *supersonique* ($M > 1$),
- $M > 3$: l'écoulement est *hypersonique*

4-5- Effet de la variation de section sur l'écoulement isentropique :(Fig.4-3):

À partir de l'équation de (PCM) et (PCE) plus (BSV) on obtient la relation de **Hugoniot**:

$$\frac{dA}{A} = \frac{dP}{\rho C^2} [1 - M^2] = -\frac{dC}{C} [1 - M^2] \dots\dots\dots(1)$$

Remarque : L'interprétation de l'équation (1) est donnée par le tableau 4-1 :

► l'équation entre deux points 1 et 2 à partir (PCM) et (BSV) : $\frac{A_1}{A_2} = \frac{M_2}{M_1} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$

En mettant A^* pour $M=1$ comme référence on aura donc : $\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left\{ \left(\frac{2}{\gamma+1} \right) \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right] \right\}^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$

Remarque : L'interprétation de l'équation est donnée par la figure ci-dessous .

4.6-Débit d'écoulement isentropique dans une Tuyère convergente :

On considère l'écoulement d'un gaz parfait dans une tuyère convergente. Dans le cas isentropique, on peut écrire le débit-masse comme $q_m = \rho \cdot C \cdot A$, ou alors :

$$\frac{q_m}{A} = \frac{P}{rT} aM = \frac{P}{rT} \sqrt{\gamma r T} M = \frac{P}{\sqrt{T}} \sqrt{\frac{\gamma}{r}} M = \sqrt{\frac{\gamma}{r}} \frac{P_0}{\sqrt{T_0}} M \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}}}$$

La condition $M=1$, on obtient $dA=0$ ou $A = \text{cte}$ ne peut donc s'appliquer qu'au col ceci avec un débit masse maximal, on dit alors que la tuyère est en condition de blocage sonique.

► En substituant la condition $M=1$ dans (11.35), on obtient : $\frac{q_m}{A^*} = \sqrt{\frac{\gamma}{r}} \frac{P_0}{\sqrt{T_0}} \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \right)^{\frac{(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}}}$

4.7-Distributi de Pression et blocage sonique dans une Tuyère convergente :(Fig.4-6 et Fig.4-7)

- (i) ► À $P_E=P_B=P_0$, pas d'écoulement dans la tuyère
- (ii) ► $P_B \downarrow$, $q_m \uparrow$ et $P_E=P_B$ jusqu'à ce que la condition de débit maximal soit atteinte.
- (iii) ► $P_B \downarrow$, la pression P_E restera $P_E=P^*$ même si P_B peut diminuer. La valeur maximale de q_m à $M=1$ est connue sous le nom *débit bloqué* (ou phénomène de *blocage sonique*).
- (iv) ► Pour $P_B < P^*$, détente en plus à la sortie donc une série d'ondes de choc qui se forment à la sortie de la tuyère.

4.8-Écoule-isentropique dans une Tuyère convergente-divergente (T- Laval):(Fig.4-8)

On considère un écoulement dans une tuyère convergente-divergente (voir Figure 7). Les conditions d'arrêt en amont sont supposées constantes ;

- (i) ► En ouvrant la valve très doucement, Un écoulement totalement subsonique apparaît.
- (ii) ► Si $P_B \downarrow$ de façon à atteindre les conditions soniques au col et un débit-masse maximal.
- (iii) ► $P_B \downarrow$, Pas d'effet sur le débit. L'écoulement supersonique dans la section divergente et apparition d'une onde de choc normale.
- (iv) ► $P_B \downarrow$, La position de cette onde de choc se déplace jusqu'à la sortie de la tuyère.
- (v) ► $P_B \downarrow$, L'écoulement dans toute la partie divergente jusqu'à la sortie est supersonique et apparition d'ondes de choc obliques à l'extérieur de la tuyère.

4-9- Onde de choc normal (Droite) :(Fig.4-4)

Les ondes de choc représentent de très fortes irréversibilités localisées dans l'écoulement. Sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen, l'écoulement passe d'un état supersonique à un état subsonique, la vitesse décroît subitement et la pression augmente de façon conséquente. ($P_1 < P_2$, $\rho_1 < \rho_2$, $T_1 < T_2$, $M_1 > M_2$)

Les ondes de choc normales (ou droites) sont perpendiculaires à l'écoulement et les ondes de choc obliques sont inclinées d'un angle déterminé.

4-9-1-Calcul des Propriétés d'écoulement à Travers un choc normal :

■ **Conservation de l'énergie** : $h_1 + \frac{C_1^2}{2} = h_2 + \frac{C_2^2}{2}$

On passe par la conservation totale car le choc casse la continuité isentropique, on ne peut donc pas utiliser **Saint-Venant**. Seule l'énergie totale est conservée. Pour un gaz parfait : $T_{01} = T_{02}$

■ **Conservation de masse** : Sur une surface A de choc fixée, on a $q_m = \rho_1 C_1 A = \rho_2 C_2 A$

On a $\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{a_1 M_1}{a_2 M_2}$ ou $\frac{P_2}{P_1} = \frac{M_1}{M_2} \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{1/2}$ par la loi d'état

L'équation d'énergie en utilisant la relation de la température d'arrêt : $\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}$

■ **Conservation de quantité de mouvement (ou dynamique)** : (Fig.4-5)

$$q_m(C_2 - C_1) = (P_1 - P_2) \cdot A = \rho_2 C_2^2 - \rho_1 C_1^2$$

On introduisant le nombre de Mach : $\frac{P_2}{P_1} = \frac{(1 + \gamma M_1^2)}{(1 + \gamma M_2^2)}$

— L'intersection entre la ligne de Fanno et celle de Rayleigh donne :

► La première est triviale, $M_2 = M_1$ qui signifie qu'il n'y a pas de choc

► L'autre solution est : $M_2^2 = \frac{(\gamma-1)M_1^2 + 2}{2\gamma M_1^2 - (\gamma-1)}$

On peut aussi combiner ces équations pour obtenir :

• $T_{01} = T_{02}$

• $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{C_1}{C_2} = \frac{a_1 M_1}{a_2 M_2} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{2 + (\gamma-1)M_1^2}$

• $\frac{T_2}{T_1} = \left[(\gamma-1)M_1^2 + 2 \right] \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma-1)}{(\gamma+1)^2 M_1^2}$

• $\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}$

• $\frac{P_{02}}{P_{01}} = \left(\frac{P_{02}}{P_2} \right) \left(\frac{P_2}{P_1} \right) \left(\frac{P_1}{P_{01}} \right) = \left[\frac{(\gamma+1)M_1^2}{2 + (\gamma-1)M_1^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \cdot \left[\frac{(\gamma+1)}{2\gamma M_1^2 - (\gamma-1)} \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} = \frac{\rho_{02}}{\rho_{01}}$

Remarque : Ces relations sont en fonction de M_1 et γ uniquement ces relations sont tabulées sur des tables d'onde de choc.

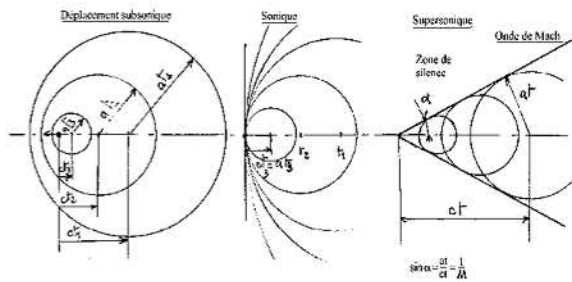


Fig.4-1- Différents Régimes d'écoulement

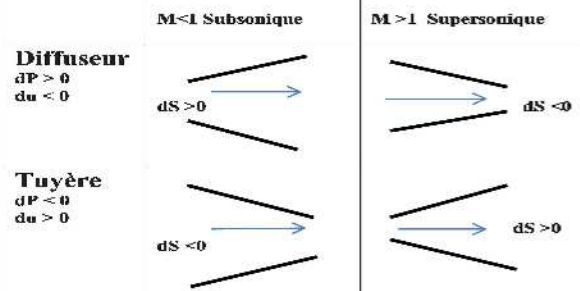


Fig.4-2- Influence de la variation de section

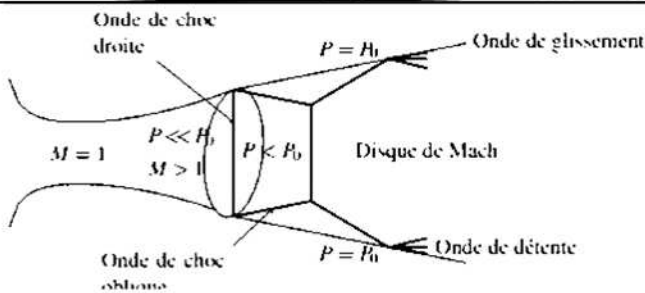


Fig.4-4- Différents types d'ondes de choc

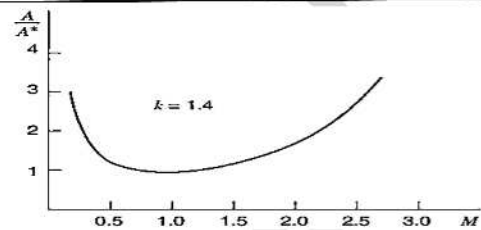


Fig.4-3- Variation de section en fonction de M

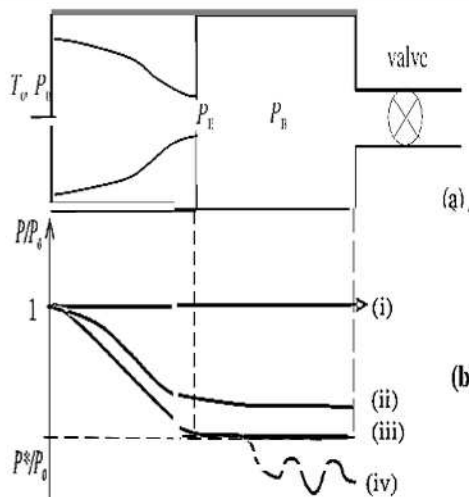


Fig.4-6- Ecoulement compressible à travers une tuyère convergente

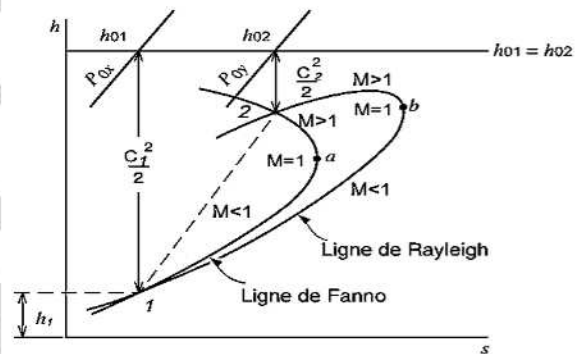


Fig.4-5- Diagramme h-s pour une onde de choc droite a une dimension

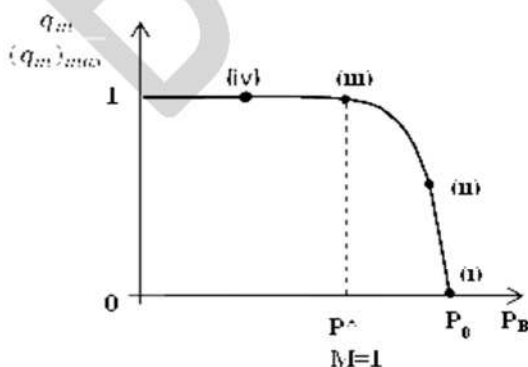


Fig.4-7- Débit adimensionnel en fonction de la pression

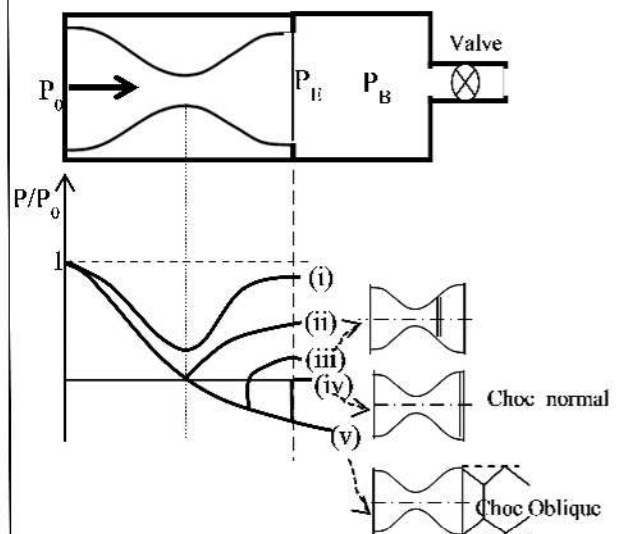


Fig.4-8- Distribution de pression dans une tuyère de Laval pour différentes pression P_B