

II.1. Introduction

Dans ce chapitre, on s'intéresse à la dynamique des gaz pour les écoulements stationnaires monodirectionnels. Pour cela, précisons les hypothèses à utiliser:

- > On néglige les effets de viscosités, essentiellement la dissipation de l'énergie mécanique sous forme de chaleur, ce qui rend l'écoulement irréversible.
- > On néglige les forces de volume dans l'écoulement du gaz (fluide non pesant).
- > L'écoulement du gaz est adiabatique $\Delta q=0$.
- > Absence de machine $\Delta w=0$.
- > L'écoulement est sans combustion (pas de réaction chimique dans le gaz)

Dans ces conditions, les écoulements qu'on va traiter sont isentropiques c.à.d. réversible et adiabatique. Un écoulement est réversible s'il n'y a pas d'onde de choc et si les forces de frottement sont négligeables.

II.2. Equations de base

a. Equation de masse

$$\dot{q}_m = \rho u S = C^{te}$$

Elle traduit la conservation du débit massique :

$$d\rho \cdot uS + \rho du \cdot S + \rho u \cdot dS = 0 \rightarrow \frac{d\rho}{\rho} + \frac{du}{u} + \frac{dS}{S} = 0$$

Son expression différentielle est :

b. Equation d'Euler

Elle s'établit par un bilan de quantité de m^{vt} sur un élément de volume du gaz en écoulement

$$\rho u \cdot du + dp = 0 \quad \text{après intégration} \rightarrow \frac{u^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} = C^{te}$$

c. Equation de l'énergie

D'après le 1^{er} principe de la thermodynamique :

$$\Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p = q + w$$

A partir des hypothèses précédentes, l'équation devient :

$$\Delta h + \Delta e_c = 0 \Rightarrow h + \frac{1}{2}u^2 = h_i = C^{te}$$

Le gaz est considéré comme gaz parfait :

$$dh = C_p dT \quad h(T=0) = 0 \rightarrow h = C_p T$$

Ainsi l'équation de l'énergie (conservation de l'enthalpie totale) peut être écrite sous les formes suivantes dites « équation de Saint-Venant » (BSV):

$$C_p T + \frac{1}{2}u^2 = C^{te}, \quad \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}u^2 = C^{te}$$

II.3. Lois générales de l'écoulement isentropique

a. Etat générateur

C'est l'état du gaz à une vitesse nulle. Exp: $u = 0, \quad p = p_i, \quad T = T_i, \quad \rho = \rho_i$
état du gaz dans un réservoir d'alimentation d'une conduite, la chambre de combustion d'un réacteur.

Ainsi, grâce à cet état on peut exprimer la constante de l'équation de Barré :

$$C_p T + \frac{1}{2} u^2 = C_p T_i \quad \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_i}{\rho_i}$$

Point d'arrêt

Le cas d'un obstacle dans un écoulement permanent et uniforme crée un point R où $u_R=0$. Appliquons la relation de Barré entre l'état générateur et ce point d'arrêt :

$$C_p T_R = C_p T_i \quad \frac{p_R}{\rho_R} = \frac{p_i}{\rho_i}$$

Ainsi la température d'arrêt est la température génératrice : $T_R = T_i$

Comme l'écoulement est isentropique on a :

$$\frac{p_R}{\rho_R^\gamma} = \frac{p_i}{\rho_i^\gamma} \Rightarrow \frac{r T_R}{\rho_R^{\gamma-1}} = \frac{r T_i}{\rho_i^{\gamma-1}}$$

↳ Les caractéristiques du point d'arrêt sont les mêmes que celles de l'état générateur.

b. Etat critique

C'est l'état du gaz en un point où sa vitesse d'écoulement atteint la vitesse locale du son.

$$u = a_c, \quad M = 1, \quad p = p_c, \quad T = T_c, \quad \rho = \rho_c$$

L'équation de Barré entre l'état critique et l'état générateur, s'écrit alors :

$$C_p T_c + \frac{1}{2} a_c^2 = C_p T_i \quad \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_c}{\rho_c} + \frac{1}{2} a_c^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_i}{\rho_i}$$

La vitesse critique dépend uniquement de la température génératrice :

$$u_c = a_c = \sqrt{\gamma r T_c} = \sqrt{\frac{2\gamma r}{\gamma + 1} T_i}$$

c. Autres formulations de l'équation de Barré Saint-Venant (BSV)

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_i}{\rho_i} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u^2 \quad \xrightarrow{\alpha^2 = \gamma p / \rho} \quad \frac{\alpha_i^2}{\gamma - 1} = \frac{\alpha^2}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} u^2$$

$$\frac{T_i}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2 \quad \times \left(\frac{\gamma - 1}{\alpha^2} \right)$$

Lois d'évolution isentropiques

$p \cdot \frac{1}{\rho^\gamma} = c^{te}$	$\frac{\rho_i}{\rho} = \left(\frac{p_i}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$
$p \cdot T^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = c^{te}$	$\frac{p_i}{p} = \left(\frac{T_i}{T} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$
$\frac{1}{\rho} \cdot T^{\frac{1}{\gamma-1}} = c^{te}$	$\frac{\rho_i}{\rho} = \left(\frac{T_i}{T} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$

Lois des écoulements compressibles isentropiques

$\frac{T_i}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2$	$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_1^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_2^2}$
$\frac{p_i}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$	$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_1^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_2^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$
$\frac{\rho_i}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$	$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_1^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_2^2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$

Remarque

Dans l'état critique où $M=1$, les relations précédentes prennent les formes suivantes :

$$\frac{T_c}{T_i} = \frac{\gamma + 1}{2}, \quad \frac{p_c}{p_i} = \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}, \quad \frac{\rho_c}{\rho_i} = \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}, \quad \frac{a_c}{a_i} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2}}$$

Pour un écoulement isentropique d'air en état critique (au col d'une conduite), on a :

$$\frac{p_c}{p_i} = 0.5823 \Rightarrow p_i \underset{48^2/p^2}{\searrow} p_c \quad \frac{T_c}{T_i} = 0.8333 \Rightarrow T_i \underset{17^2/T^2}{\searrow} T_c \quad \frac{\rho_c}{\rho_i} = 0.6339 \Rightarrow \rho_i \underset{37^2/\rho^2}{\searrow} \rho_c$$

Vitesse de décharge

Il s'agit de la vitesse atteinte en détendant un gaz de façon isentropique à partir des conditions d'arrêt (état générateur), jusqu'à ce que l'on atteigne une pression de valeur "p". En appliquant la relation de Barré entre ces deux états, on obtient

$$C_p T + \frac{1}{2} u_D^2 = C_p T_i \Rightarrow u_D = \left[2 C_p T_i \left(1 - \frac{T}{T_i} \right) \right]^{1/2}$$

En utilisant la relation isentropique établie entre p/p_i et T/T_i , on obtient finalement

$$u_D = \left[2 C_p T_i \left(1 - \frac{p}{p_i} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right]^{1/2}$$

Remarque

Si on continue la *détente jusqu'au vide* ($p=0$), ce qui entraîne une température nulle $T=0$, l'écoulement atteint une *vitesse maximale* dépendant que des conditions génératrices

$$u_{\max} = \sqrt{2 C_p T_i} = \sqrt{\frac{2 \gamma}{\gamma - 1} \frac{p_i}{\rho_i}} = a_i \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}}$$

Exp: u_{\max} est la vitesse maximale que peuvent atteindre les gaz d'échappement d'une fusée dans le vide.

II.4. Influence d'une variation de la section

Examinons l'effet de la variation de la section $S(x)$ en un endroit d'un canal sur les caractéristiques de l'écoulement d'un gaz.

L'équation de continuité : $\frac{d\rho}{\rho} + \frac{du}{u} + \frac{dS}{S} = 0$

L'équation d'Euler : $\frac{dp}{\rho} + u du = 0 \Rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s \frac{d\rho}{\rho} + u du$

Comme la célérité sonore locale est définie par $a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s$, on peut écrire :

$$a^2 \frac{d\rho}{\rho} + u^2 \frac{du}{u} = 0 \Rightarrow \frac{d\rho}{\rho} = -M^2 \frac{du}{u}$$

Substituant dans l'équation de continuité, on obtient l'équation d'Hugoniot :

$$\frac{du}{u} (1 - M^2) + \frac{dS}{S} = 0$$

d'où on déduit la relation entre les variations suivantes :

$$\frac{dS}{S} = - \frac{du}{u} (1 - M^2), \quad \frac{dS}{S} = - \frac{dp}{\rho u^2} (1 - M^2)$$

Ce résultat a une grande importance, car il permet de déterminer *la forme à donner à la conduite* pour effectuer une détente (tuyères) ou une compression (diffuseurs).

Cas de tuyère ($dp < 0$) :

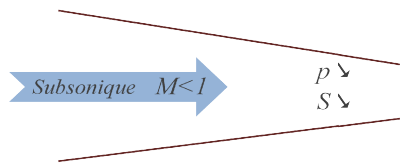
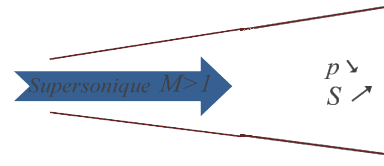


Figure1



Convergente ($dS < 0$) si l'écoulement est subsonique ($M < 1$)

Divergente ($dS > 0$) si l'écoulement est supersonique ($M > 1$)

Cas de diffuseur ($dp > 0$) :

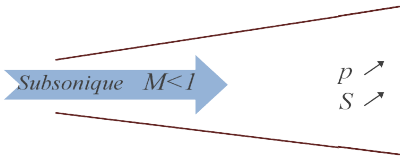
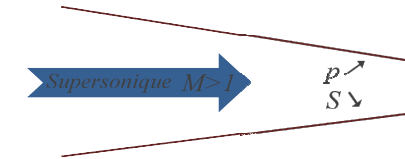


Figure2



Divergent ($dS > 0$) si l'écoulement est subsonique ($M < 1$)

Convergent ($dS < 0$) si l'écoulement est supersonique ($M > 1$)

Ainsi, l'écoulement ne peut être sonique que là où la section passe par un extremum ($dS=0$) qui, compte tenu de la description ci-dessous, doit être un minimum c.à.d. au col.

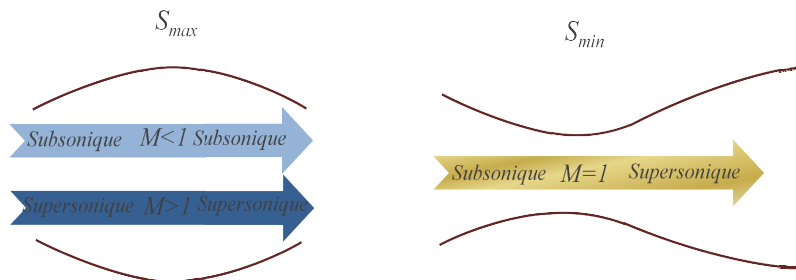


Figure3: Ecoulement compressible dans un conduit de section variable

➔ On ne peut alors accélérer un écoulement jusqu'à des conditions supersoniques qu'au moyen d'une tuyère convergente-divergente, que l'on appelle tuyère de Laval.

➔ L'évolution en aval du col peut être soit subsonique, soit supersonique. C'est la condition aux limites en aval du divergent qui détermine lequel des deux cas se réalise.

II.5. Relation entre la section et le nombre de Mach

Une telle relation s'obtient de la conservation du débit massique tout le long de la conduite :

$$\rho_1 \cdot S_1 \cdot u_1 = \rho_2 \cdot S_2 \cdot u_2 \Rightarrow \frac{S_1}{S_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{u_2}{u_1}$$

Comme l'écoulement est isentropique, on peut écrire :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

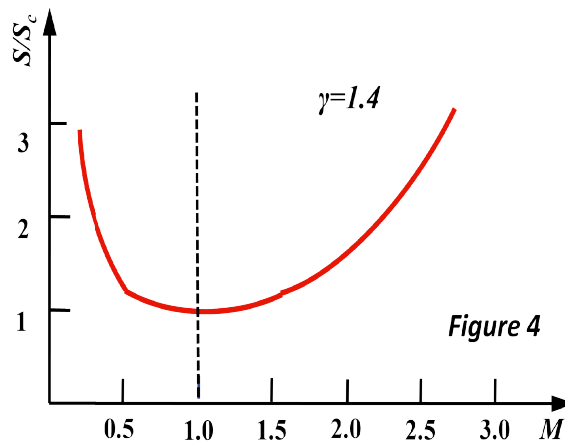
En explicitant le rapport des vitesses en fonction du rapport des nombres de Mach

$$u = M\sqrt{\gamma r T} \Rightarrow \frac{u_2}{u_1} = \frac{M_2}{M_1} \cdot \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Le rapport S_1/S_2 est :

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{M_2}{M_1} \cdot \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M_2^2}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad \begin{matrix} S_2 = S_c \\ M_2 = 1 \end{matrix} \Rightarrow \frac{S}{S_c} = \frac{1}{M} \cdot \left[\frac{2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2\right)}{\gamma+1}\right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

Cette relation, représentée par le graphe ci-contre, confirme la conclusion antérieure que le nombre de Mach d'un écoulement subsonique augmente dans une tuyère convergente et celui d'un écoulement supersonique dans une tuyère divergente.



On peut exprimer le débit massique passant par une section donnée en fonction du nombre de Mach, de la section S et des conditions d'arrêt :

$$q_m = \rho u S \quad \begin{matrix} u = M\sqrt{\gamma r T} \\ \rho = p/rT \end{matrix} \Rightarrow q_m = S \cdot p \cdot M \sqrt{\frac{\gamma}{rT}}$$

On fait apparaître les rapports p/p_i et T/T_i :

$$q_m = S \cdot p_i \cdot M \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{rT_i} \cdot \frac{p}{p_i} \cdot \frac{T_i}{T}}$$

En écrivant ces rapports en fonction du nombre de Mach local, on aboutit à :

$$q_m = S \cdot p_i \cdot M \cdot \left(\frac{\gamma}{rT_i}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2\right)^{\frac{-(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}}$$

On peut encore exprimer le débit en fonction que du rapport de pression p/p_i comme suit

$$\frac{p}{p_i} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \Rightarrow M = \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

On obtient finalement :

$$q_m = \rho_i \cdot S \cdot \frac{\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{p_i}{\rho_i}}}{u_{max}} \sqrt{\left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{2}{\gamma}} \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]}$$

II.5. Régime d'écoulement dans une tuyère

a. Tuyère convergente

Soit une tuyère convergente le long de laquelle un gaz est accéléré, depuis des conditions d'arrêt (*réservoir*) données p_i, T_i, ρ_i , en diminuant la pression " p_a " régnant en aval. Par conséquent la vitesse à la section de sortie et donc aussi le débit augmentent. Si S est la section de sortie, on réécrit le débit sous la forme :

$$q_m = \rho_i \cdot S \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_i}{\rho_i}}}_{v_{max}} \underbrace{\sqrt{\left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{2}{\gamma}} \left[1 - \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]}}_{\Psi} = \frac{\rho_i \cdot S \cdot u_{max}}{u_i} \Psi(x)$$

Étudions le comportement de l'écoulement du gaz en fonction de la pression aval p_a à l'enceinte de décharge. Posons la variable $p_a/p_i = p/p_i$ est x , le débit est maximal en même temps que Ψ . On cherche la valeur de x annulant la dérivée de Ψ :

$$\frac{d\Psi}{dx} = \frac{2x^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - (\gamma+1)}{2\gamma\sqrt{1-x^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}, \quad \frac{d\Psi}{dx} = 0 \Rightarrow x = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad \text{q}_m \text{ est maximal} \rightarrow p = p_i \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = p_c$$

Ainsi, lorsque la pression p ($p=p_a$) à la section de sortie (col) atteint la valeur critique p_c , la vitesse du gaz atteint la vitesse du son a_c et le débit est maximal :

$$q_{m,max} = S \cdot \rho_i \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{p_i}{\rho_i}}}_{a_c} = S \cdot \rho_i \cdot a_c \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

Cette dernière permet de calculer le débit de façon simple à partir de T_i, P_i , et $S=S_c$ qui sont en général des données du problème ($q_{m,max}(\gamma = 1,4) = 0,685 \cdot S \cdot \rho_i a_i$). Le rapport entre le débit de masse et le débit de masse maximal est :

$$\frac{q_m}{q_{m,max}} = \sqrt{\left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}} \cdot \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right) \cdot \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{2}{\gamma}} \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]}$$

Variation du débit avec le taux de détente p_a/p_i

On voit que pour $p_a = p_i$, il n'y a pas d'écoulement $q_m=0$ (Fig.5). En diminuant p_a , le débit augmente et atteint un maximum à la valeur $p_a/p_i = p_c/p_i$ qui correspond à $M=1$. A ce stade (C), la tuyère est dite *étranglée* (bloquée, amorcée).

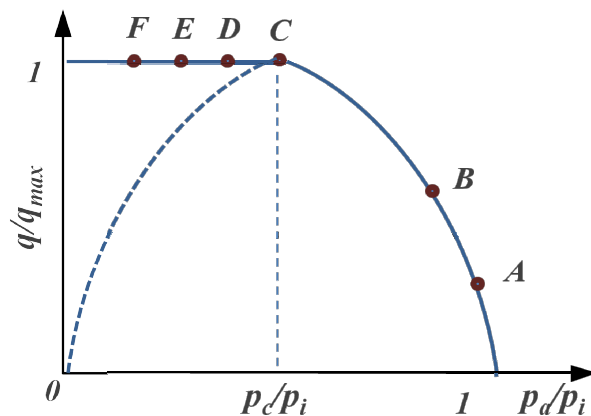


Figure 5

Physiquement, le débit de la tuyère va diminuer (Fig.6) si $p_a/p_i < p_c/p_i$ ($q_m = c^{te} \times \psi$). On constate de l'expérience que le débit reste constant égal à q_{max} . Les conditions soniques sont atteintes et ne changent plus c'est le "phénomène d'étranglement" et le débit au col ne dépend plus des conditions avales (p_a/p_i).

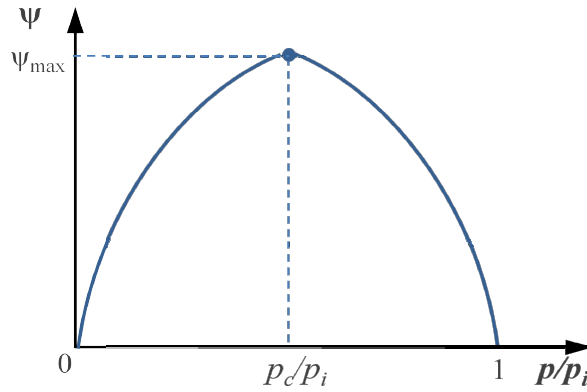


Figure6

Adoptons que la pression à la section de sortie est p_s et vérifions les différents états de l'écoulement dans la tuyère en donnant à la pression avale p_a divers valeurs :

- ▶ Si $p_a > p_c$: l'écoulement est subsonique et le jet sort à la pression $p_s = p_a$ (cas (A) et (B)) (Fig.7).
- ▶ Si $p_a = p_c$: l'écoulement en amont du col est subsonique et au col est sonique (cas (C)) et le jet aussi $p_s = p_c$.
- ▶ Si $p_a < p_c$: l'écoulement en amont du col est subsonique et au col reste sonique $p_s = p_c$ (cas (D), (E)). Le jet est sous-détendu c.à.d. p_c s'ajuste jusqu'à p_a par une onde (de choc) de détente.

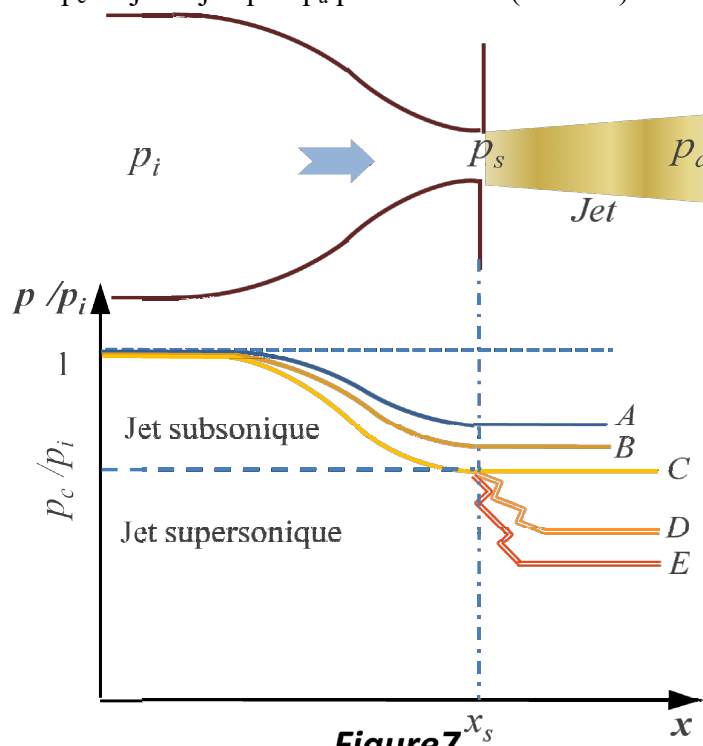


Figure7

b. Tuyère convergente-divergente

Soit une tuyère convergente-divergente dite de Laval alimentée par un gaz aux conditions génératrices (*réservoir*) p_i, T_i, ρ_i . Le gaz est accéléré en diminuant la pression " p_a " régnant en aval de la tuyère à l'enceinte de décharge. A la section de sortie S_s la pression est désignée par " p_s ".

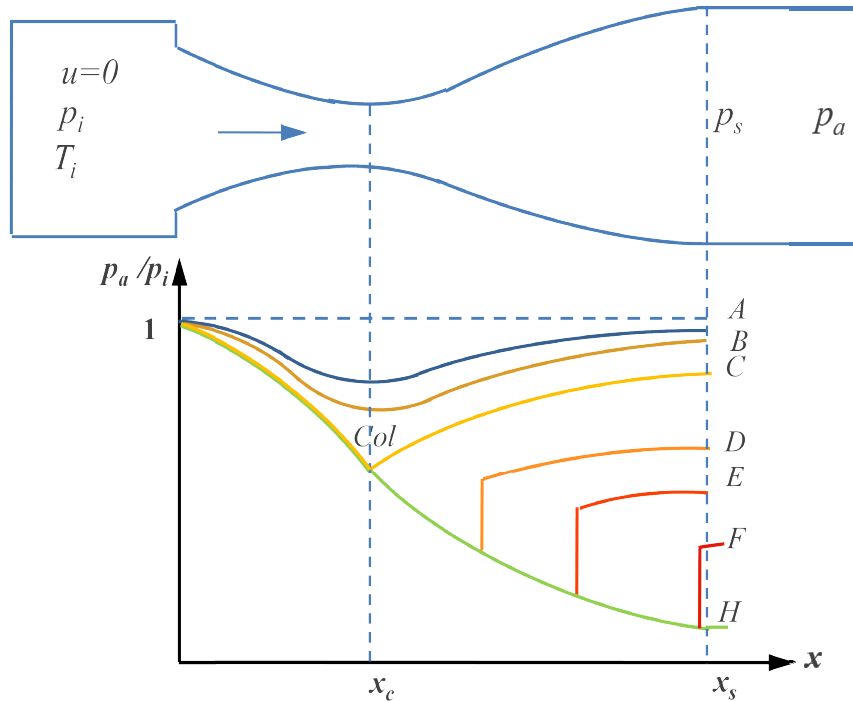


Figure 8

► **Si au col la vitesse est inférieure à la célérité du son :**

La pression " p_a " en aval de la tuyère est assez haute et elle n'a pas atteint le niveau suffisamment faible pour induire un écoulement sonique au col. L'ensemble de l'écoulement est subsonique et la tuyère fonctionne comme un tube venturi (courbes (A), (B)). Le gaz est accéléré dans le convergent puis décéléré dans le divergent.

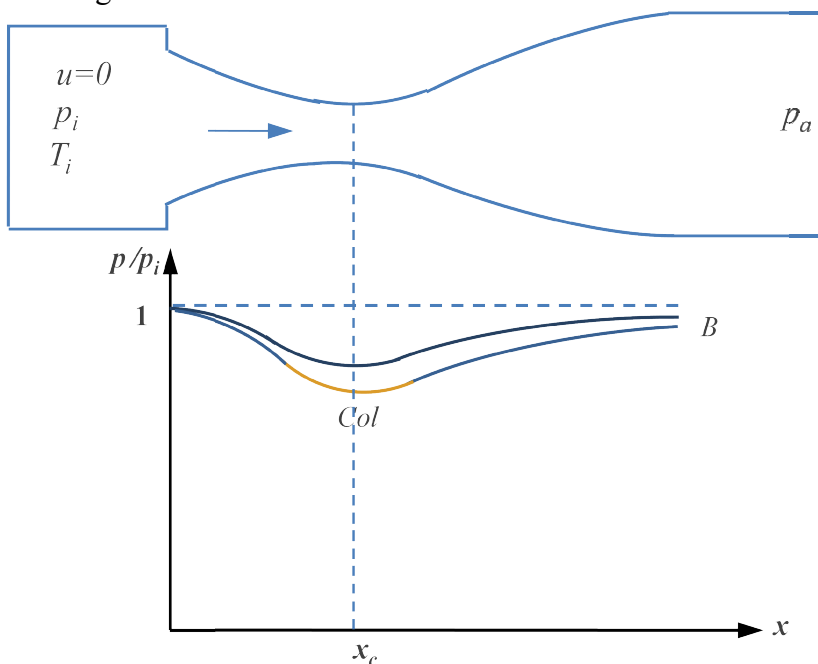


Figure 10

► Si au col la vitesse atteint la célérité du son :

L'écoulement est bien défini dans le convergent et le débit de la tuyère est maximal q_{max} . Dans le divergent l'écoulement dépend de la pression p_a (condition de sortie). Exprimons le débit dans une section quelconque S du divergent où la pression est "p" :

$$q_m = q_{m_{max}} = \rho_i \cdot S \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_i}{\rho_i}} \cdot \sqrt{\left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{2}{\gamma}} \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]} \xrightarrow{\text{Au col}} q_{m_{max}} = \rho_c \cdot S_c \cdot a_c = \rho_i \cdot S_c \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{p_i}{\rho_i}}$$

On divise les deux relations afin d'écrire le rapport des deux sections en fonction de p/p_i :

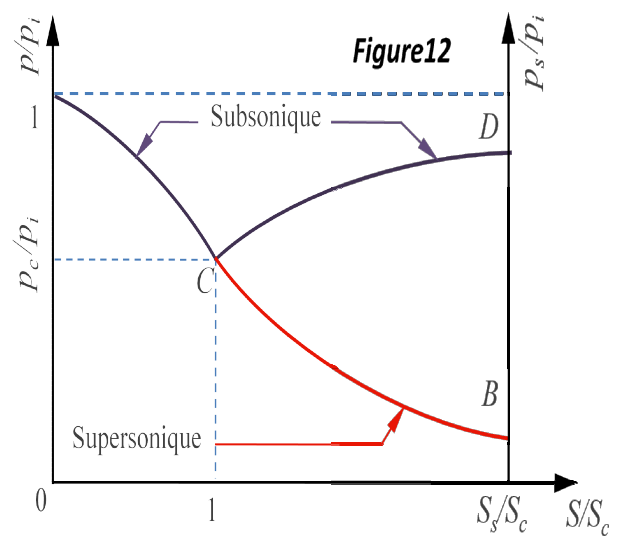
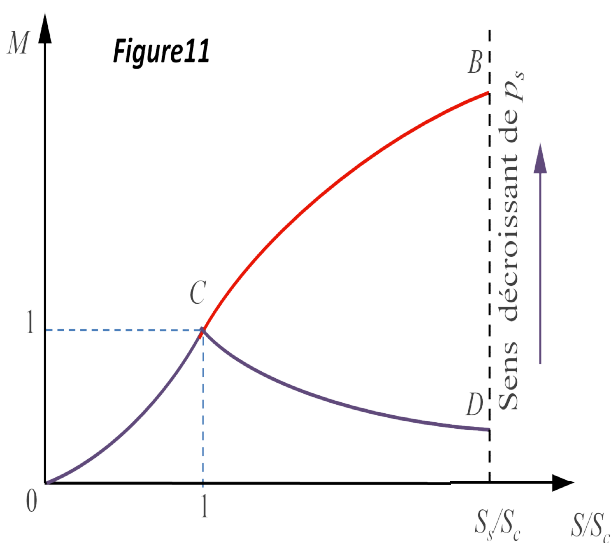
$$1 = \frac{\rho_i \cdot S \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_i}{\rho_i}} \cdot \sqrt{\left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{2}{\gamma}} \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]}}{\rho_i \cdot S_c \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{p_i}{\rho_i}}}$$

$$\frac{S}{S_c} = \frac{\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}} \cdot \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]} \cdot \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{2}{\gamma}}}$$

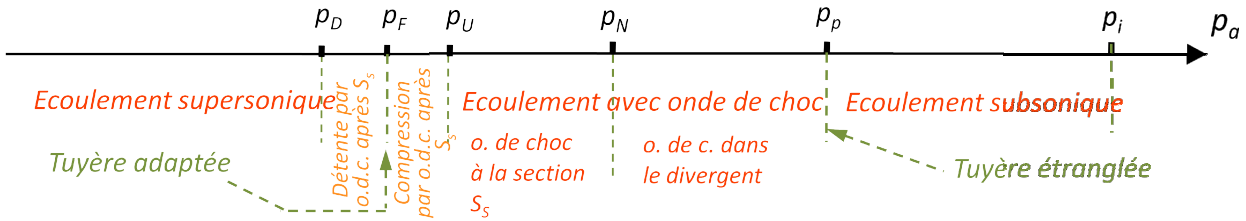
On peut encore exprimer ce rapport de sections en fonction du nombre de Mach M :

$$\frac{S}{S_c} = \frac{1}{M} \cdot \left[\frac{2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \cdot M^2\right)}{\gamma+1} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

A partir du col, la vitesse augmente (diminue) et la pression diminue (augmente) étant que l'écoulement est supersonique (subsonique). A la section de sortie la pression p_s et le nombre de Mach ont deux valeurs bien déterminées :

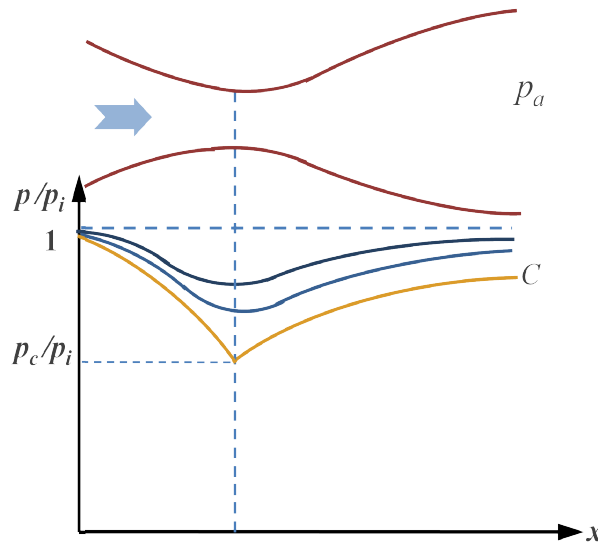


Résumons ce qui se passe dans le divergent quand on donne à la pression p_a dans l'enceinte de décharge des valeurs variables et inférieures à p_i .



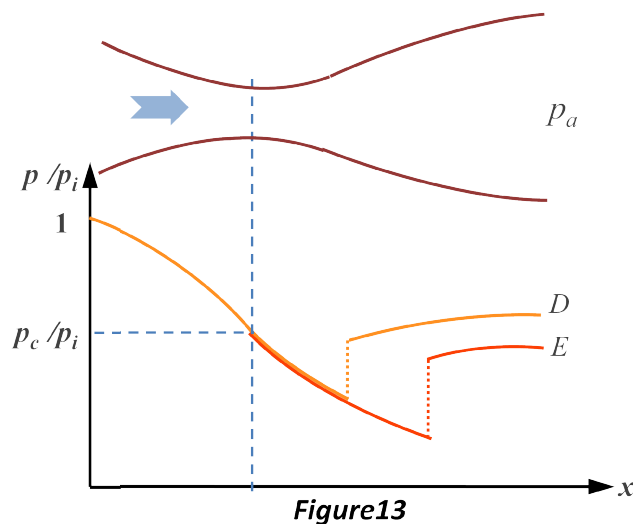
▪ 1^{er} Cas $p_a = p_p$:

L'écoulement devient sonique au col, mais de part et d'autre du col il reste subsonique. Le débit maximal q_{max} est atteint et le rapport de pression p_a/p_i passe un minimum au niveau du col " p_c/p_i " (courbe (C)).



▪ 2^{ème} Cas $p_N \leq p_a < p_p$:

Les conditions restent critiques au col. L'écoulement devient supersonique dans une partie du divergent et la tuyère est dite "amorcée". Une onde de choc droite, dont sa position et amplitude dépendent de p_a , s'établit dans le divergent. Le choc produit une compression accompagnée d'une décélération de l'écoulement. En l'aval du choc, l'écoulement est à nouveau subsonique jusqu'à la sortie (courbes (D), (E)).



▪ 3^{ème} Cas $p_U < p_a < p_N$:

Le régime est caractérisé par un écoulement supersonique dans tous le divergent et l'onde de choc se situe à la section de sortie S_s . Le choc provoque un gain de pression de p_s (pression avant le choc) à p_a (pression après le choc) (courbe (F)).

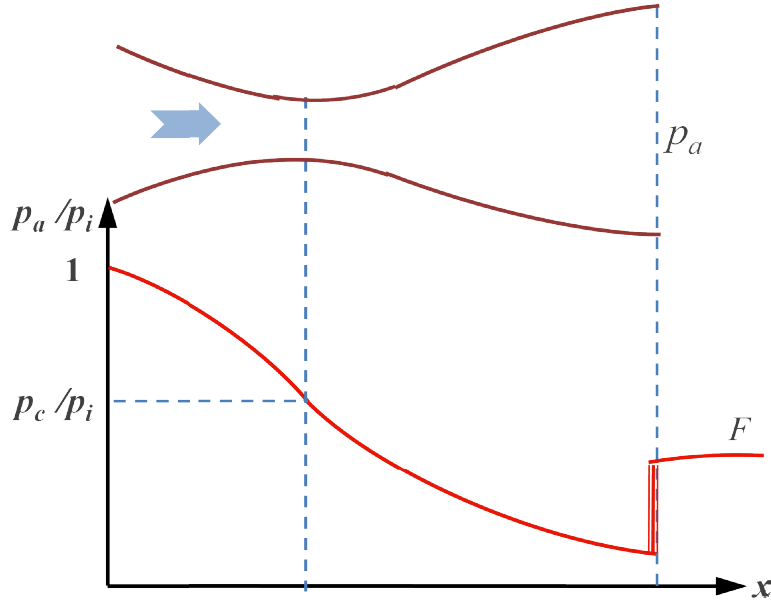


Figure14

▪ 4^{ème} Cas $p_F < p_a < p_U$:

La diminution de p_a ne modifie plus l'écoulement dans la tuyère et elle est dite en "sur-expansion". A l'extérieur de la tuyère, l'écoulement génère des ondes de choc obliques (ajustement de pression ↗ entre le jet et l'ambiant) qui rampent le caractère monodimensionnel de l'écoulement (courbe (G)).

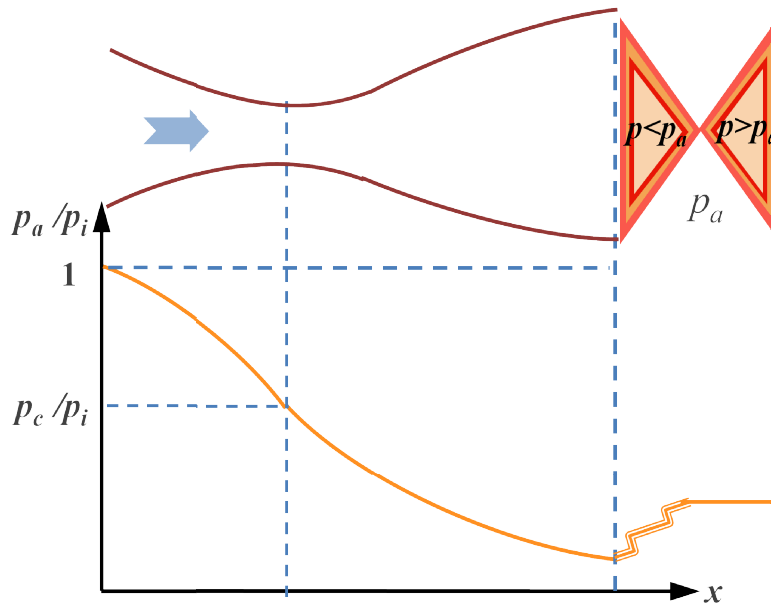


Figure15

▪ 5^{ème} Cas $p_a = p_F$:

Lorsque la pression p_a en aval de la tuyère est égale à la pression p_s à la section de sortie, l'écoulement est isentropique et supersonique sur toute la longueur du divergent. Dans ce cas, aucun choc n'apparaît et la tuyère est dite "adaptée" (courbe (H)).

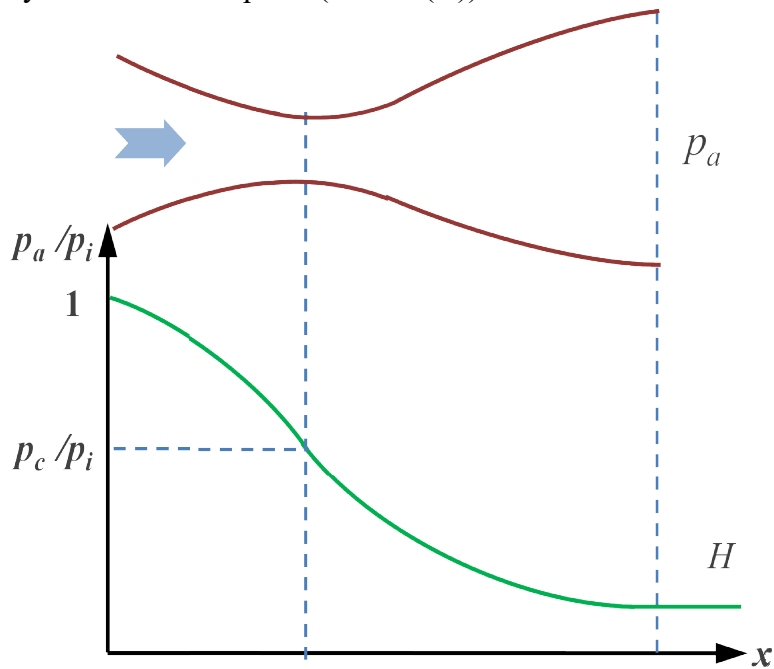


Figure16

▪ 6^{ème} Cas $p_D < p_a < p_F$:

Pour ce régime, la pression en arrière de p_a est en dessous de p_s correspondant à une évolution isentropique. L'écoulement s'ajuste à la pression extérieure p_a par une série d'ondes de détente obliques. La tuyère est dite en "sous-expansion". (Courbe (I)).

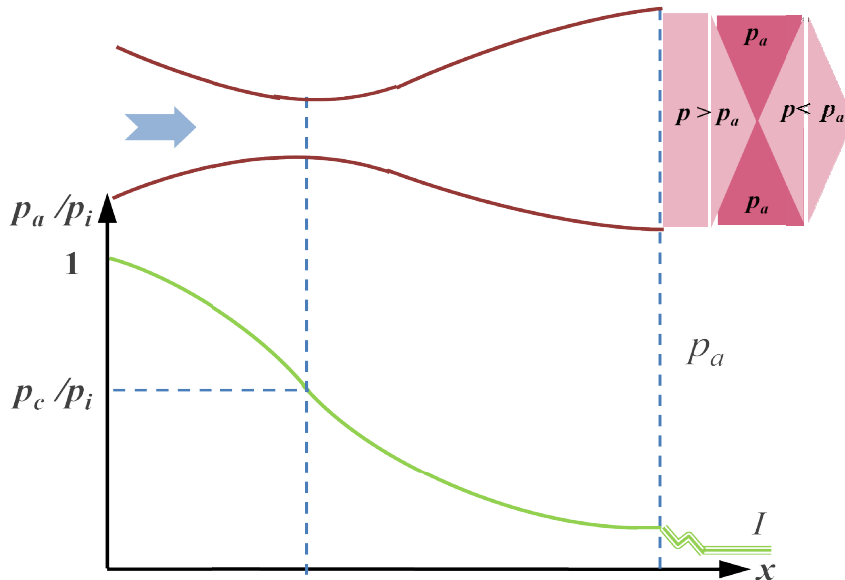


Figure17

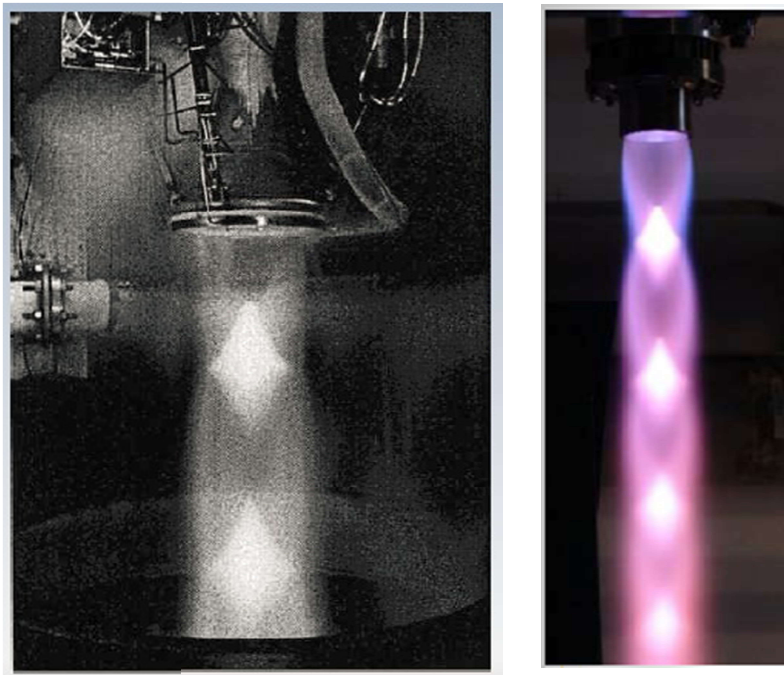


Figure 18 :Tuyère en sur-expansion"

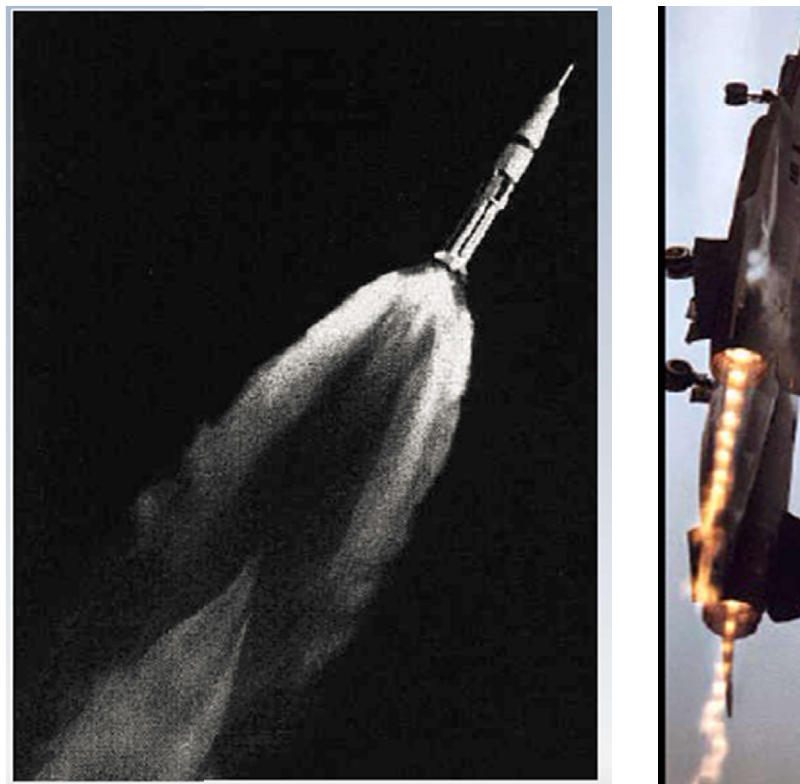


Figure 19 :Tuyère en sous-expansion"