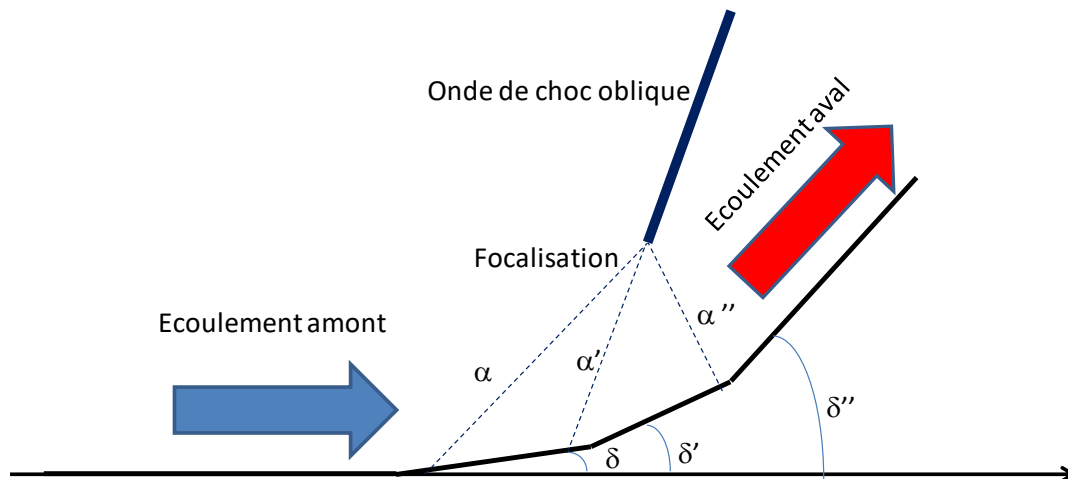


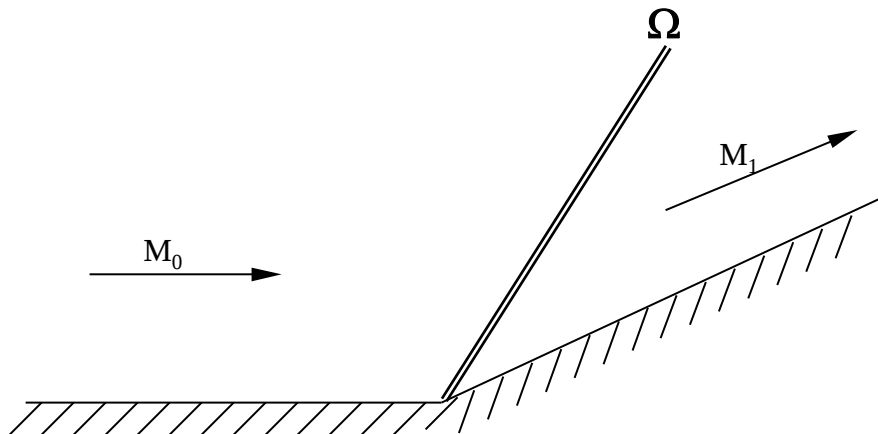
Chapitre 6 : Théorie de l'onde de choc oblique

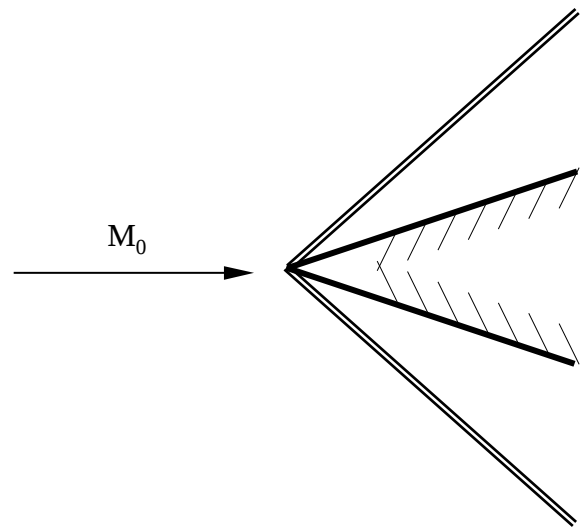
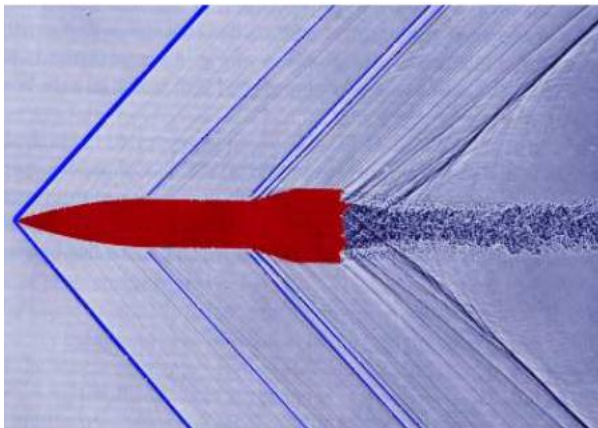
Mise en évidence

Dans le cas d'une compression par une rampe progressive, il est possible de mettre en évidence un phénomène de focalisation des ondes de compression (ondes de Mach) conduisant à une discontinuité physique : il s'agit d'une onde de choc oblique.



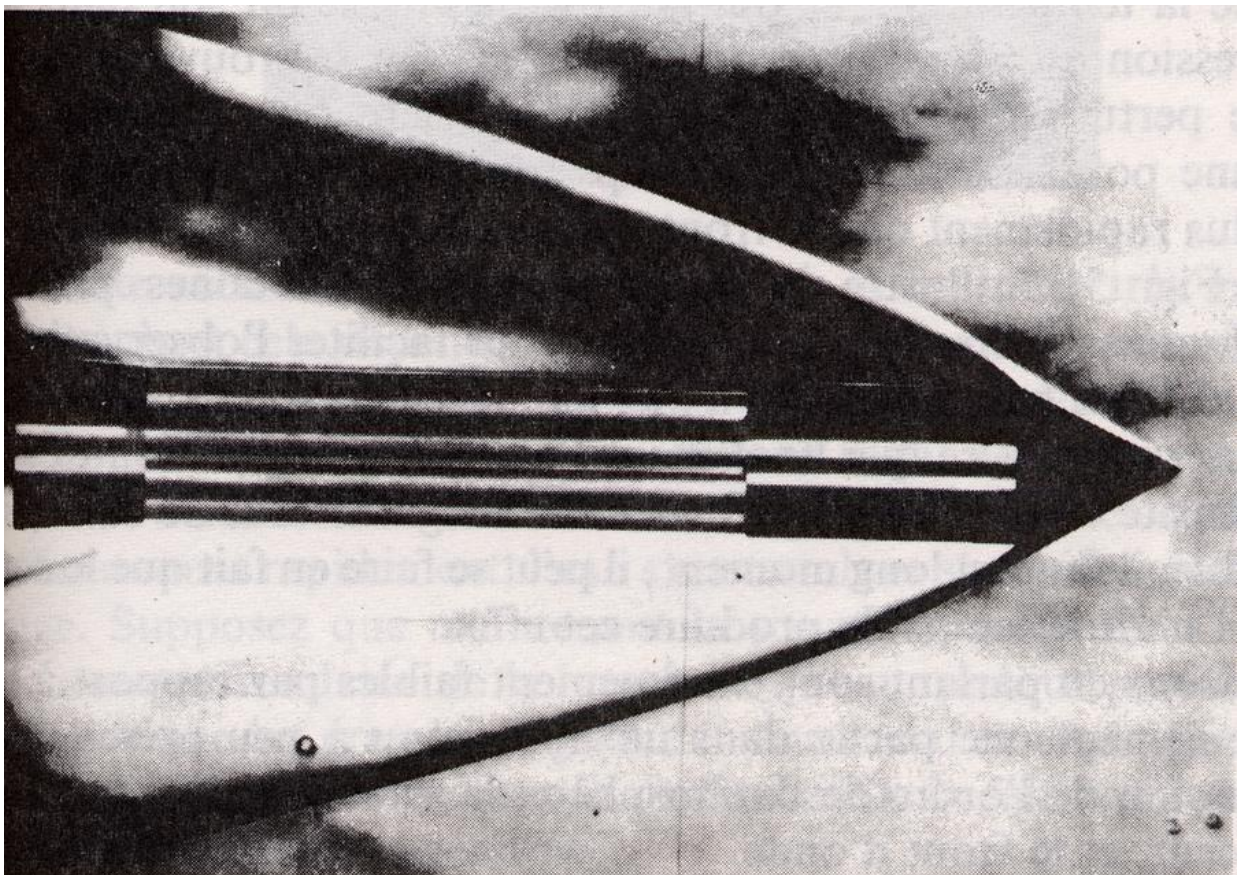
Lorsqu'il s'agit d'un dièdre brutal, l'onde de choc oblique est attachée au dièdre.





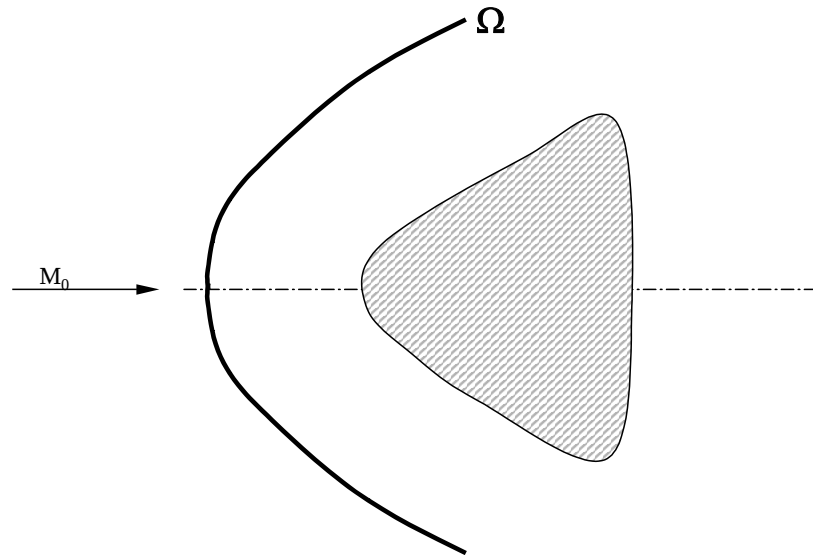
Ondes de chocs attachées sur un obstacle en forme de dièdre.

Ce phénomène peut être également observé sur le cliché d'un projectile animé d'une vitesse V supersonique se déplaçant dans l'air.



Dans le cas de cette image, les modifications de masse volumique induisent des variations d'indice de réfraction, qui peuvent être visualisées à l'aide d'un montage optique adéquat. On peut ainsi observer les fronts d'onde et nettement discerner une onde de choc conique au voisinage de la pointe du projectile. Une inspection fine du cliché révèle en réalité une surface incurvée au voisinage du sommet du projectile. En effet, la pression est plus élevée au niveau du sommet du projectile, ce qui signifie que, le fluide étant comprimé de manière adiabatique, sa température, donc aussi la vitesse locale du son, sera plus élevée. Ainsi, la perturbation élémentaire sera définie par une ligne de Mach d'angle $\alpha = \arcsin(c/V)$ être plus élevé, angle qui va décroître avec la pression. La ligne de choc pourra en général considérée comme asymptotiquement droite.

On peut noter aussi que si l'angle de dièdre est trop important, le choc se détache du corps lui-même, notamment dans le cas des corps émoussés.



Equations de l'onde de choc plane stationnaire

Considérons un élément de choc plan AB incliné d'un angle σ par rapport au vecteur vitesse amont.

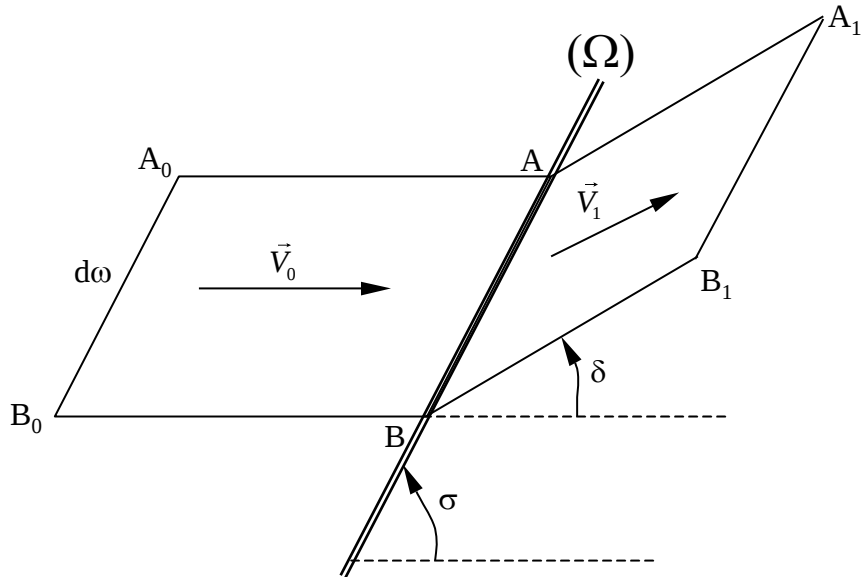
Plaçons nous tout d'abord dans un repère lié à ce choc.

Les caractéristiques de l'écoulement et du fluide sont :

A l'amont du choc : $\vec{V}_0, p_0, T_0, \rho_0$

A l'aval du choc : $\vec{V}_1, p_1, T_1, \rho_1$

Considérons le fluide contenu à l'instant t dans le cylindre de base $d\omega$ (masse de fluide considérée : dm), dont la trace dans le plan d'étude est A_0B_0AB , qui à l'instant $t+dt$ a traversé le choc. Ce volume est alors devenu: ABA_1B_1 .



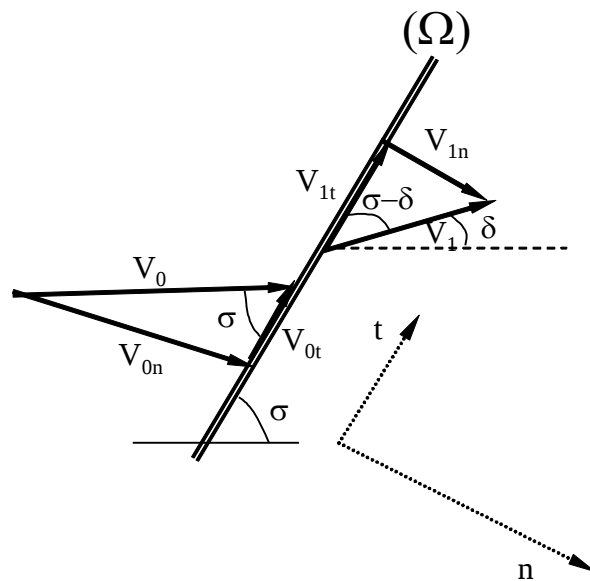
On aura alors:

$$A_0A = B_0B = |\vec{V}_0| dt$$

$$AA_1 = BB_1 = |\vec{V}_1| dt$$

En considérant un repère orienté selon l'onde de choc, les composantes du vecteur vitesse seront tangentielle ou normales au choc.

Nous allons ainsi appliquer les théorèmes de la mécanique des fluides dans ce repère.



Conservation de la masse

$$dm = \rho_0 (V_{0n} dt d\omega) = \rho_1 (V_{1n} dt d\omega)$$

d'où :

$$\boxed{\rho_0 V_{0n} = \rho_1 V_{1n}}$$

Conservation de la quantité de mouvement

En projection sur la plan tangent à l'onde de choc Ω , la résultante des forces de pression est nulle.

On peut donc écrire une équation de conservation de la **quantité de mouvement**

tangentielle : $dm(V_{1t} - V_{0t}) = \sum \vec{F} \cdot \vec{t}$

$$dm V_{0t} = dm V_{1t}$$

d'où :

$$\boxed{V_{0t} = V_{1t}}$$

Ainsi la composante tangentielle de la vitesse se conserve à la traversée d'un choc oblique.

Attention : ce n'est pas le cas du Mach tangentiel : $M_{0t} \neq M_{1t}$.

Pour ce qui concerne la **composante normale**, nous avons :

$$\frac{dm}{dt} (V_{1n} - V_{0n}) = (p_0 d\omega - p_1 d\omega)$$

$$\text{Sachant que } dm = \rho_0 [V_{0n} dt d\omega] = \rho_1 [V_{1n} dt d\omega]$$

On a finalement :

$$\boxed{p_0 + \rho_0 V_{0n}^2 = p_1 + \rho_1 V_{1n}^2}$$

Conservation de l'énergie

Il n'y a aucune force tangentielle, donc seule les forces de pression sur les bases du cylindre de contrôle vont intervenir.

$$\text{A l'instant } t, \text{ l'énergie contenue dans le volume de gaz } A_0 B_0 A B \text{ est : } E_0 = \left(u_0 + \frac{V_0^2}{2} \right) dm.$$

A l'instant $t+dt$, cette masse de gaz occupe le volume $A B A_1 B_1$, et son énergie est alors

$$E_1 = \left(u_1 + \frac{V_1^2}{2} \right) dm$$

Le travail des forces de pression s'exprime par : $dW = -pdv$ où v est le volume.

Le travail des forces de pression lors du passage de l'état 0 à l'état 1 est donc donné par :

$$\int_0^1 dW = W_1 - W_0 = p_0 v_0 - p_1 v_1 = \frac{p_0 dm}{\rho_0} - \frac{p_1 dm}{\rho_1}$$

Le théorème de conservation de l'énergie s'écrit donc :

$$\left(u_1 + \frac{V_1^2}{2}\right)dm - \left(u_0 + \frac{V_0^2}{2}\right)dm = p_0 \frac{dm}{\rho_0} - p_1 \frac{dm}{\rho_1}$$

soit encore :

$$u_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{V_0^2}{2} = u_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{V_1^2}{2}$$

soit aussi :

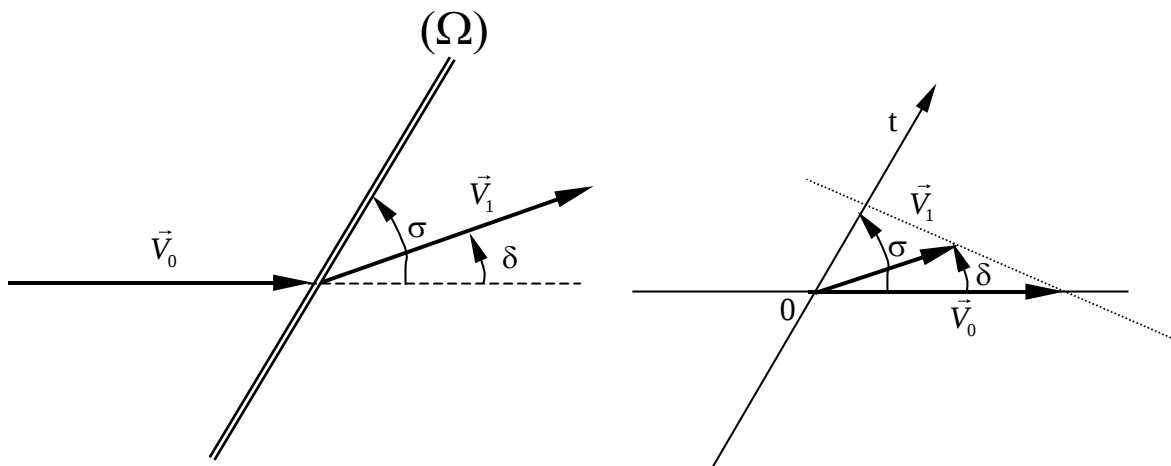
$$h_0 + \frac{V_0^2}{2} = h_1 + \frac{V_1^2}{2}$$

ou encore :

$$h_{i0} = h_{i1}$$

Il y a donc conservation de l'enthalpie génératrice à la traversée d'un choc oblique.

Propriétés de l'onde de choc oblique (plane) stationnaire dans un fluide quelconque



- La conservation de la masse peut encore s'écrire, en exprimant les composantes normales des vecteurs vitesse :

$$\rho_0 V_0 \sin \sigma = \rho_1 V_1 \sin (\sigma - \delta) \quad (\text{composante normale})$$

➤ Les équations de conservation de la quantité de mouvement donnent :

$$V_0 \cos \sigma = V_1 \cos(\sigma - \delta) \quad (\text{composante tangentielle})$$

et

$$p_0 + \rho_0 V_0^2 \sin^2 \sigma = p_1 + \rho_1 V_1^2 \sin^2(\sigma - \delta) \quad (\text{composante normale})$$

➤ Enfin, la conservation de l'énergie fourni :

$$h_i = \text{cte} \quad \text{soit : } h_0 + \frac{V_0^2}{2} = h_1 + \frac{V_1^2}{2}$$

Soit en décomposant en composantes normale et tangentielle :

$$h_0 + \frac{1}{2}(V_{0n}^2 + V_{0t}^2) = h_1 + \frac{1}{2}(V_{1n}^2 + V_{1t}^2) \quad \text{et sachant que } V_{t1}^2 = V_{t2}^2 :$$

$$h_0 + \frac{1}{2}V_{0n}^2 = h_1 + \frac{1}{2}V_{1n}^2$$

L'expression des composantes normale et tangentielle normales et tangentielles conduit à :

$$V_{0n} = V_0 \sin \sigma \quad \text{et} \quad V_{0t} = V_0 \cos(\sigma - \delta)$$

$$\text{Soit en reportant dans l'équation de l'énergie : } h_0 + \frac{V_0^2}{2} \sin^2 \sigma = h_1 + \frac{V_1^2}{2} \sin^2(\sigma - \delta)$$

Sachant que $\sin^2 \sigma + \cos^2 \sigma = 1$ et $\sin^2(\sigma - \delta) + \cos^2(\sigma - \delta) = 1$ puis en utilisant la définition de l'enthalpie génératrice ($h_i = h + (V^2/2)$), on a alors :

$$h_{i0} - \frac{V_0^2}{2} \cos^2 \sigma = h_{i1} - \frac{V_1^2}{2} \cos^2(\sigma - \delta)$$

En observant attentivement le système d'équations précédent, on peut constater qu'il est tout à fait comparable à celui d'une onde de choc droite, où V_0 est remplacé par $V_0 \sin \sigma$ et V_1 par $V_1 \sin(\sigma - \delta)$.

Cela revient également à observer l'écoulement en se plaçant dans une repère mobile qui se déplace par rapport à l'onde de choc à la vitesse $V_0 \cos \sigma = V_1 \cos(\sigma - \delta)$.

Pour un observateur placé dans ce repère, l'enthalpie totale (**grandeur conservative**) du

$$\text{fluide serait : } h_{i0} - \frac{V_0^2}{2} \cos^2 \sigma = h_{i1} - \frac{V_1^2}{2} \cos^2(\sigma - \delta).$$

La vitesse du son c_0 ne dépend que de la température T_0 , grandeur thermodynamique invariante par changement de repère, ce qui est également vrai par c_1 .

Le nombre de Mach étant défini par $M = \frac{V}{c}$, il est possible d'utiliser le « Mach normal M_n » pour caractériser le choc, défini par :

$$M_{n0} = M_0 \sin \sigma = \frac{V_0}{c_0} \sin \sigma$$

Ainsi, comme dans le cas du choc droit, il est possible de calculer le choc oblique incliné d'un angle σ par rapport à la vitesse amont.

D'après l'équation de conservation de la masse, $\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{V_1 \sin(\sigma - \delta)}{V_0 \sin \sigma}$.

Sachant que : $V_{0t} = V_0 \cos \sigma$ et $V_{1t} = V_1 \cos(\sigma - \delta)$

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{V_1 \sin(\sigma - \delta)}{V_0 \sin \sigma} = \left(\frac{V_{1t}}{\cos(\sigma - \delta)} \right) \left(\frac{\cos \sigma}{V_{0t}} \right) \left(\frac{\sin(\sigma - \delta)}{\sin \sigma} \right)$$

soit $\boxed{\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{\tan(\sigma - \delta)}{\tan \sigma}}$ sachant que $V_{0t} = V_{1t}$.

Cette dernière relation est appelée polaire de choc.

Discussion sur l'existence des solutions

➤ Rappelons que pour qu'une telle solution existe, il est nécessaire que la nombre de Mach normal amont soit supérieur à 1.

Soit α_0 , l'angle de Mach amont défini par :

$$\alpha_0 = \arcsin\left(\frac{1}{M_0}\right)$$

On peut écrire : $M_{n0} = M_0 \sin(\sigma) \geq 1 = M_0 \sin \alpha_0$, ce qui permet de déduire que $\boxed{\sigma \geq \alpha_0}$

➤ Si M_{n0} tend vers 1, on parle d'un choc évanescent, alors σ tend vers α_0 par valeur supérieure.

➤ Pour un choc droit, le Mach aval (Mach normal M_{n1}) doit être subsonique :

$$M_{n1} = M_1 \sin(\sigma - \delta) \leq 1 = M_1 \sin \alpha_1$$

(avec $\alpha_1 = \arcsin\left(\frac{1}{M_1}\right)$, définissant l'angle de Mach aval)

d'où $\boxed{\sigma \leq \alpha_1 + \delta}$

Bien évidemment, α_1 ne peut être défini que si $M_1 \geq 1$, ce qui n'est pas toujours le cas.

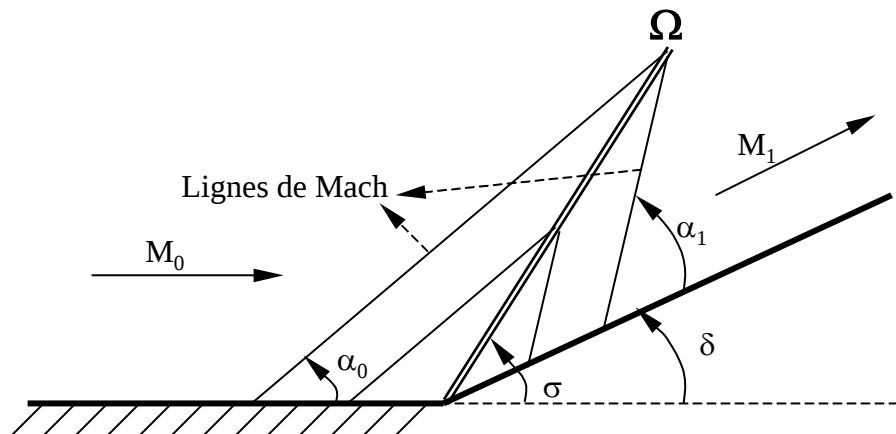
On a $M_{n1} \leq 1$, mais M_1 peut être subsonique ou supersonique, selon la valeur de l'angle $(\sigma - \delta)$:

$$M_1 = \frac{M_{n1}}{\sin(\sigma - \delta)}$$

➤ Dans l'hypothèse où $M_1 > 1$, on a donc la double inégalité :

$$\boxed{\alpha_0 \leq \sigma \leq \delta + \alpha_1}$$

Sachant qu'en régime supersonique, les perturbations se propagent selon les lignes de Mach (caractéristiques) inclinées d'un angle $\pm \alpha$ par rapport au vecteur vitesse local, cette double inégalité démontre que l'onde de choc oblique est influencée à la fois par l'amont et l'aval de l'écoulement.



Dans le cas des gaz calorifiquement parfaits

On est ramené au cas du choc droit en remplaçant le Mach amont M_0 par la Mach normal $M_{n0} = M_0 \sin \sigma$.

Ainsi, toutes les fonctions $\frac{\rho_1}{\rho_0}$, $\frac{p_1}{p_0}$, $\frac{T_1}{T_0}$, $\frac{p_{i1}}{p_{i0}}$ sont valables en les exprimant en fonction de M_{n0} .

Le nombre de Mach aval se déduit de la relation $\boxed{M_1 = \frac{M_{n1}}{\sin(\sigma - \delta)}}$

La relation entre les angles σ et δ (ou polaire) est donnée par la relation de la polaire de choc :

$$\frac{\operatorname{tg}(\sigma - \delta)}{\operatorname{tg} \sigma} = \frac{\rho_0}{\rho_1} = f(M_{n0})$$

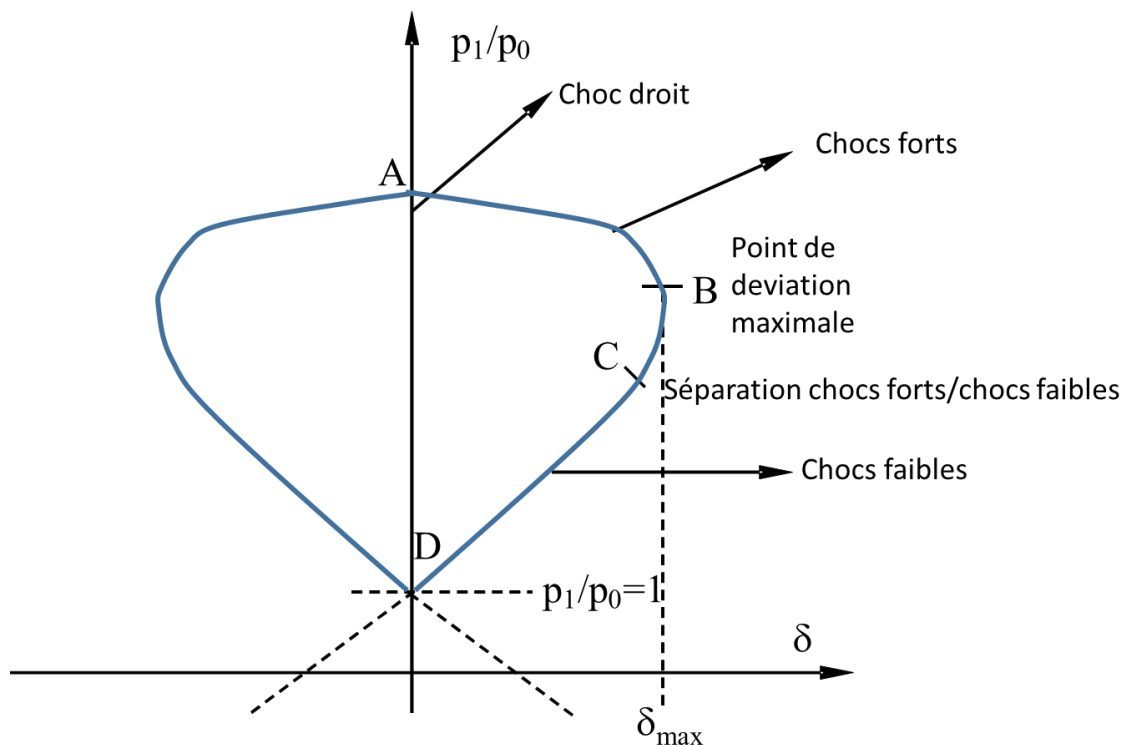
On peut écrire également :

$$\frac{\operatorname{tg}(\sigma - \delta)}{\operatorname{tg} \sigma} = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{p_0}{p_1} \frac{T_1}{T_0} = f(M_{n0}) \text{ soit : } \frac{\operatorname{tg}(\sigma - \delta)}{\operatorname{tg} \sigma} = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{p_0}{p_1} \frac{T_1}{T_0} = \frac{p_0}{p_1} \theta(M_{n0})$$

soit $\frac{p_0}{p_1} = \frac{1}{\theta(M_{n0})} \frac{\operatorname{tg}(\sigma - \delta)}{\operatorname{tg} \sigma} = \omega(M_{n0})$ Cette dernière équation est appelée diagramme

pression-déviation.

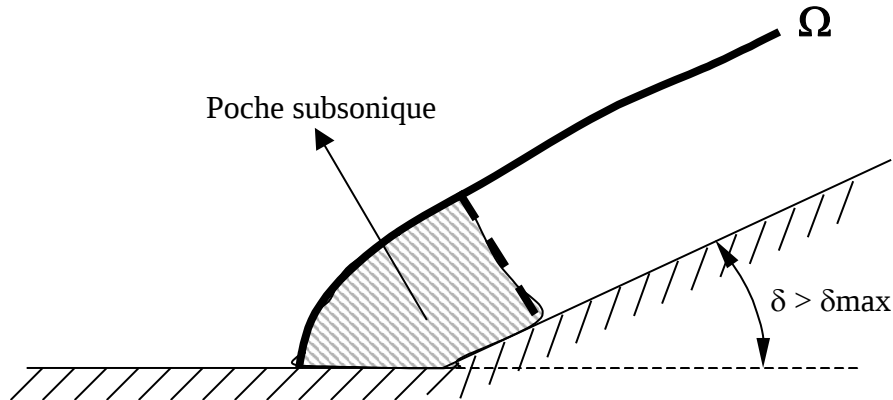
Ce diagramme pression-déviation est établi **pour un nombre de Mach M_0 donné**, un diagramme (que l'on appelle aussi **polaire de choc**), qui se présente sous la forme d'une courbe symétrique.



La pression maximum est obtenue pour une déviation nulle ($\delta=0$) (point A sur le diagramme) qui correspond en fait à un choc droit ($\sigma=0$) pour le Mach M_0 considéré.

Cette courbe fait également apparaître une déviation maximale (δ_{max}), qui correspond au point B sur le diagramme.

Pour une déviation supérieure à δ_{max} , le choc se détache et une poche subsonique apparaît au pied du dièdre.



Le point D correspondant également à $\delta=0$ définit le cas des chocs évanescents : on a alors $p_1=p_0$ et l'angle de choc σ se confond avec l'angle de Mach α_0 : $\sigma = \alpha_0$.

Un point C, situé légèrement en dessous de B limite deux domaines :

- celui des chocs forts : le Mach aval est subsonique
- celui des chocs faibles : le Mach aval est supersonique

En C, le Mach aval est sonique.

Chocs faibles

Les **chocs faibles** constituent des solutions toujours stables : comme l'écoulement reste supersonique à l'aval, l'influence de l'aval du dièdre est inexistante.

Chocs forts

En revanche, les **chocs forts** sont influencés par tout l'aval, car l'écoulement y est subsonique.

- Les chocs forts sont également instables en **écoulement externes** et ne sont donc pas observés ; on notera cependant le cas particulier des chocs courbes.
- Pour les **écoulements internes** où l'aval est clos, on citera le cas des prises d'air sur les moteurs d'aviation supersoniques (clos par le moteur lui même), les chocs forts sont très courants et stables.

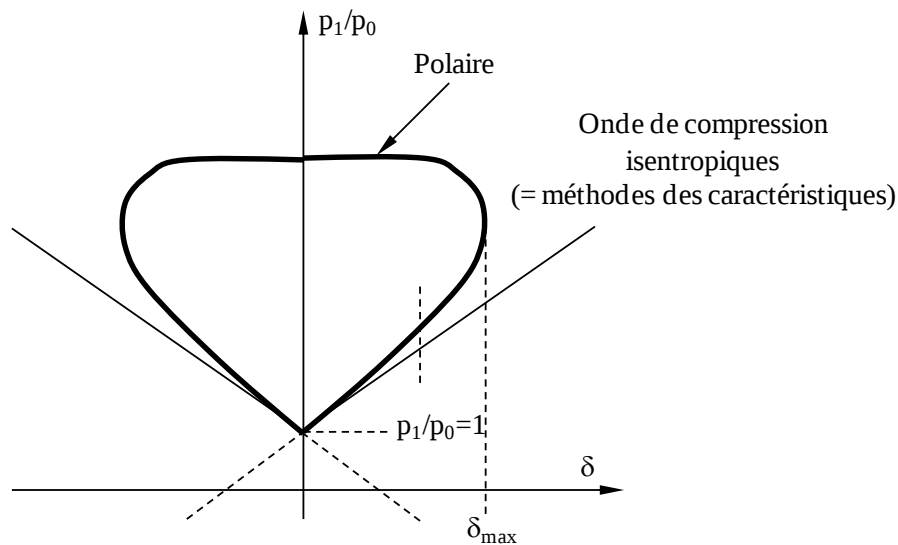
Remarques sur la polaire de choc

- La polaire de choc peut être aisément paramétrée par l'angle σ du choc, qui évolue de α_0 en D à 90° en A.

- Il faut remarquer qu'à chaque nombre de Mach M_0 correspond une polaire. Plus le Mach augmente et plus la polaire s'agrandit : le saut de pression p_1 / p_0 ainsi que la déviation δ_{max} augmentent.

A l'inverse, lorsque tend M_0 vers 1, la polaire tend vers un point : $p_1 / p_0 = 1$ et $\delta_{max} = 0$.

- Les chocs de faible déviation δ peuvent être assimilés à des ondes de compression isentropiques, ayant la même pente à l'origine que la polaire.



Méthodologie de calcul d'un choc oblique

Une série d'abaques appelées également polaires, tracées dans le plan (σ, δ) et paramétrées par le nombre de Mach amont permettent de calculer, connaissant la déviation δ , l'angle de choc σ .

On procédera donc suivant une méthodologie bien définie pour traiter un problème de choc oblique.

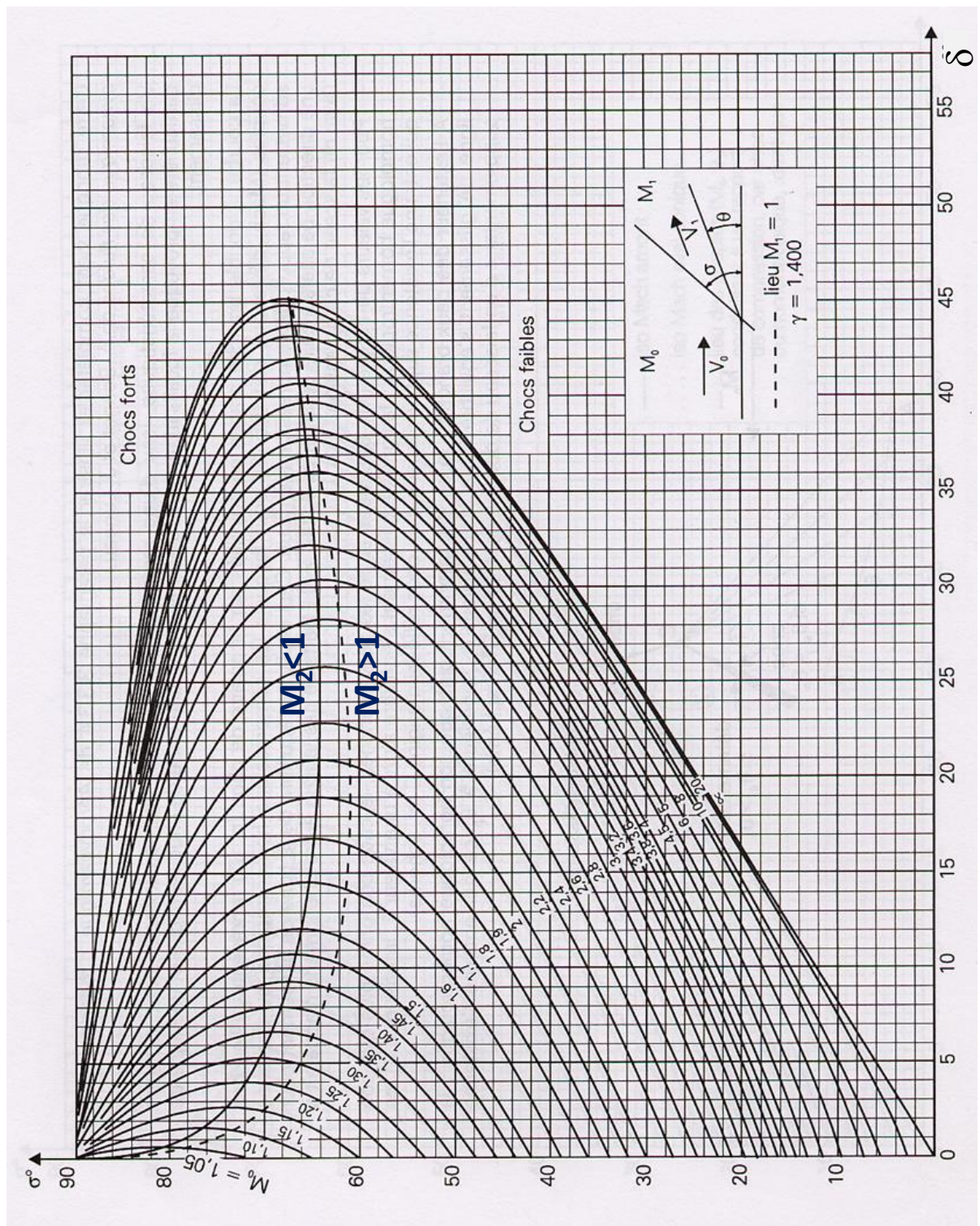
- On connaît la déviation δ et le nombre de Mach amont M_0 .
- A l'aide de la polaire dans le plan (σ, δ) , on en déduit l'angle de choc σ
- On calcule le Mach normal amont $M_{n0} = M_0 \sin \sigma$.

- On en déduit le Mach normal aval par le relation des Mach mont et aval pour un choc

droit :

$$M_{n1}^2 = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{n0}^2}{\gamma M_{n0}^2 - \frac{\gamma-1}{2}}, \text{ appelée relation de Prandtl.}$$

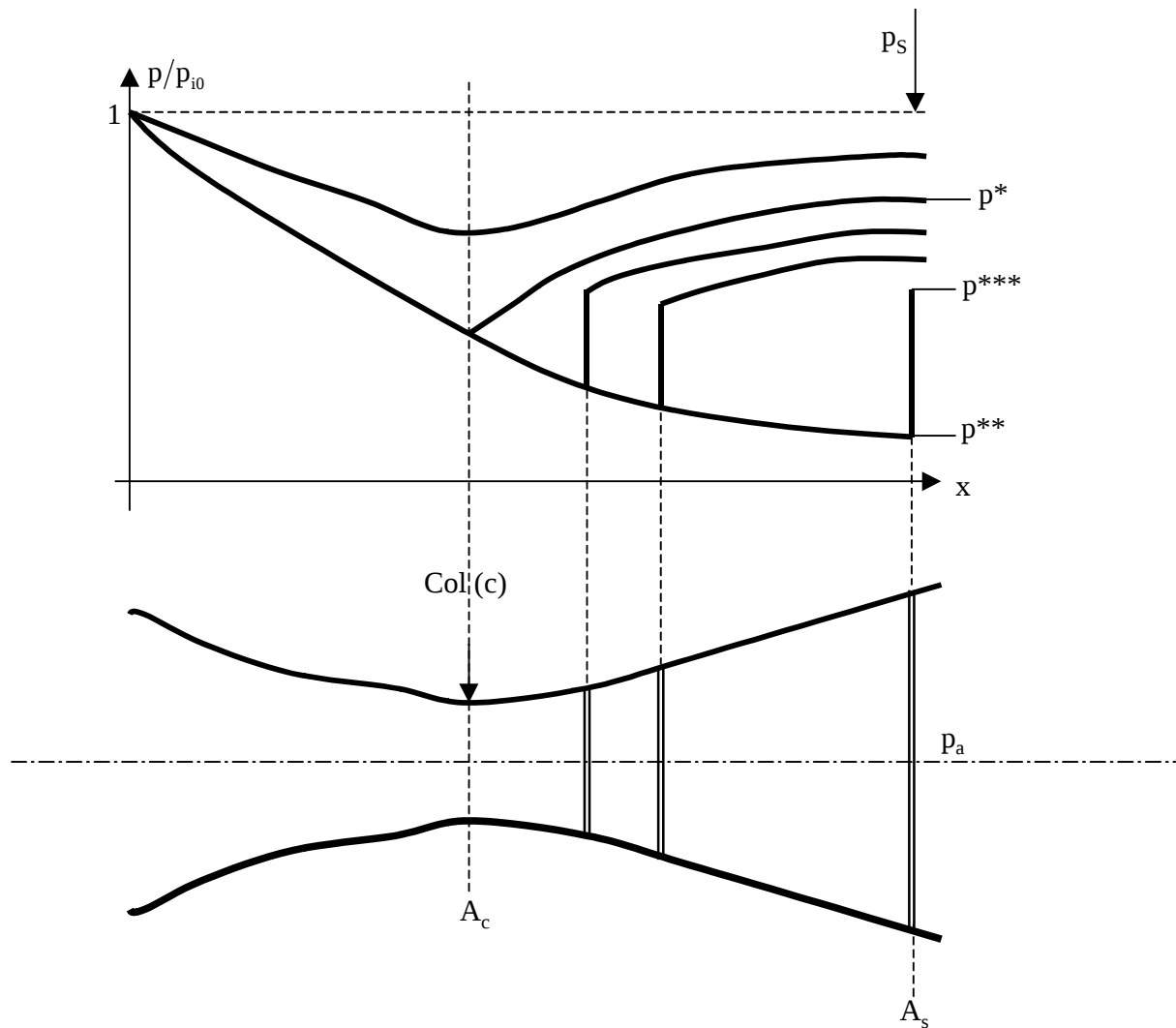
- On en déduit le Mach M_1 derrière le choc par $M_1 = \frac{M_{n1}}{\sin(\sigma - \delta)}$
- Il est nécessaire de recalculer la pression génératrice p_{i1} derrière le choc, la température génératrice se conservant ($T_{i1} = T_{i0}$). Connaissant M_1 , toutes les relations isentropiques sont utilisables derrière le choc afin de calculer les différentes grandeurs physiques.



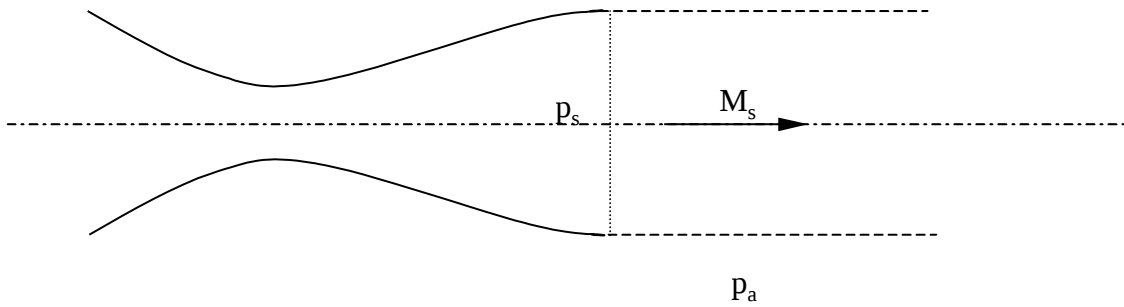
Quelques applications

1- Tuyère supersonique non adaptée

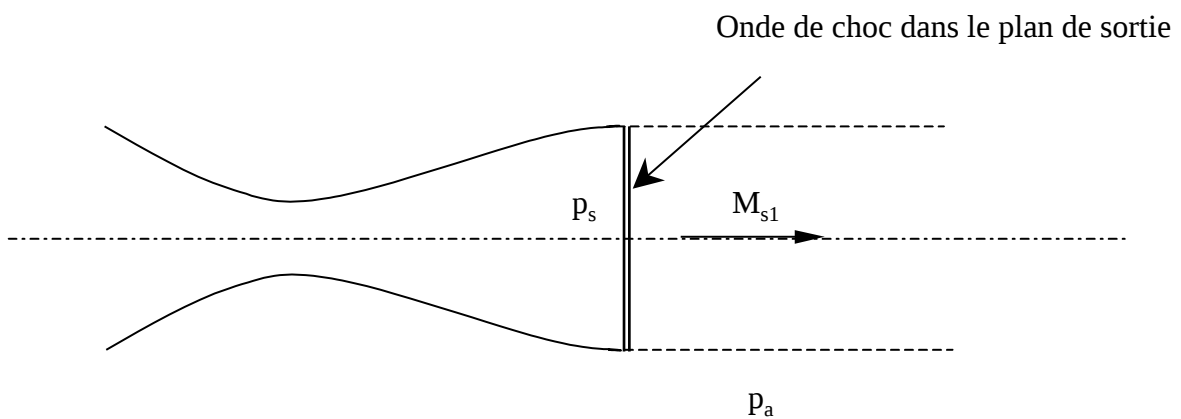
Soit une tuyère de Laval débouchant dans un milieu ambiant dont la pression est p_a . Soit p_s la pression dans le plan de sortie de la tuyère, correspondant à un nombre de Mach M_s .



- Si $p_s = p_a = p^{**}$, la tuyère est dite adaptée et un jet cylindrique et supersonique s'établit en aval. Le Mach du jet est égal au Mach de sortie.

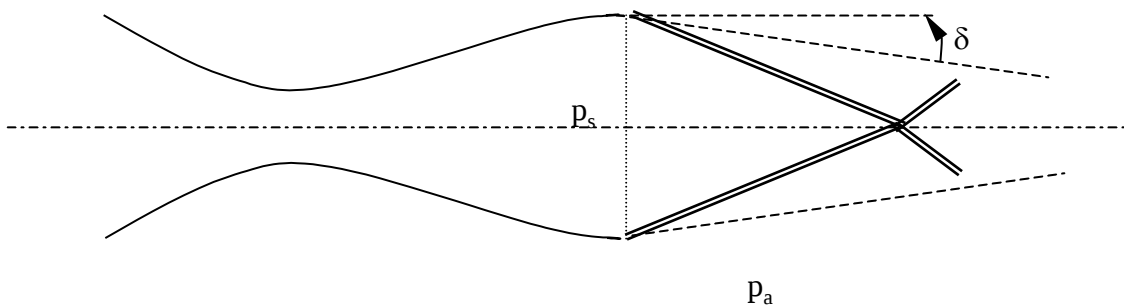


- Si $p_a = p^{***}$, où P^{***} est la pression obtenue à l'aval d'un choc droit positionné dans le plan de sortie, une configuration identique apparaît, mais avec un jet subsonique. Le Mach de jet est alors égal au Mach M_{s1} derrière l'onde de choc droite positionnée dans le plan de sortie.



- Pour des valeurs intermédiaires de la pression, $p^{**} \leq p_a \leq p^{***}$, une structure de chocs obliques apparaît en sortie de tuyère.

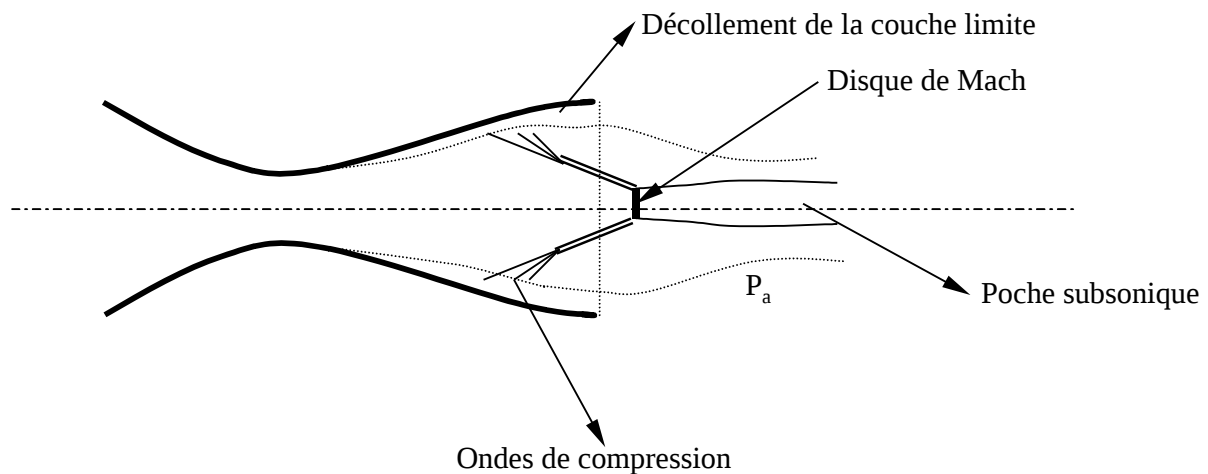
Ces chocs sont caractérisés par un angle δ , caractérisant la fermeture de la ligne de jet, c'est à dire la déviation de l'écoulement imposée par le saut de pression à la traversée du choc.



En pratique, les effets visqueux vont sensiblement modifier ce schéma :

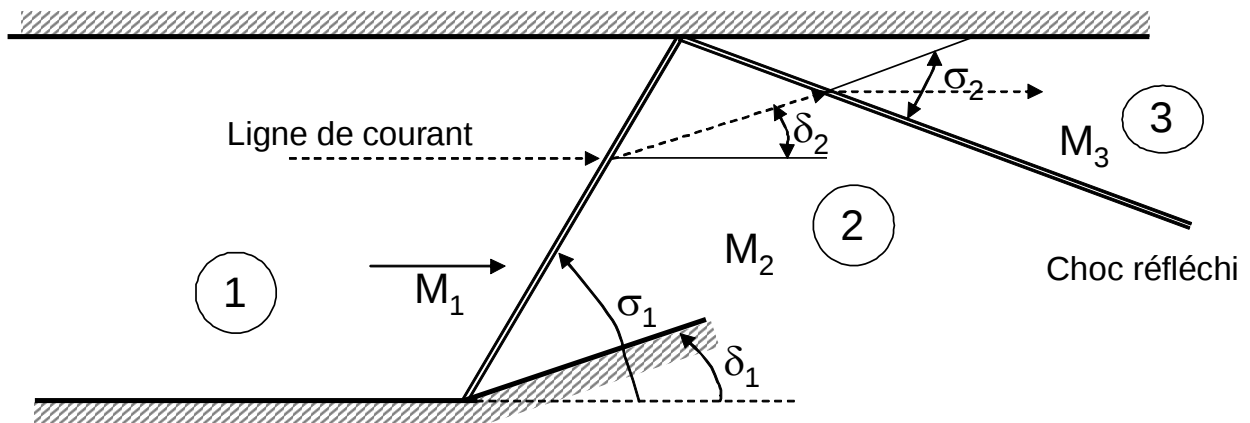
- la saut de pression en sortie de la tuyère fait décoller la couche limite et le choc remonte dans la tuyère.

La déviation sur l'axe, égale à celle en sortie de tuyère, mais pour un écoulement à plus faible vitesse ne sera pas toujours possible (écoulement trop ralenti) : un choc droit, appelé disque de Mach peut apparaître alors sur l'axe, suivi d'une poche subsonique.



Interactions ondes de choc-parois

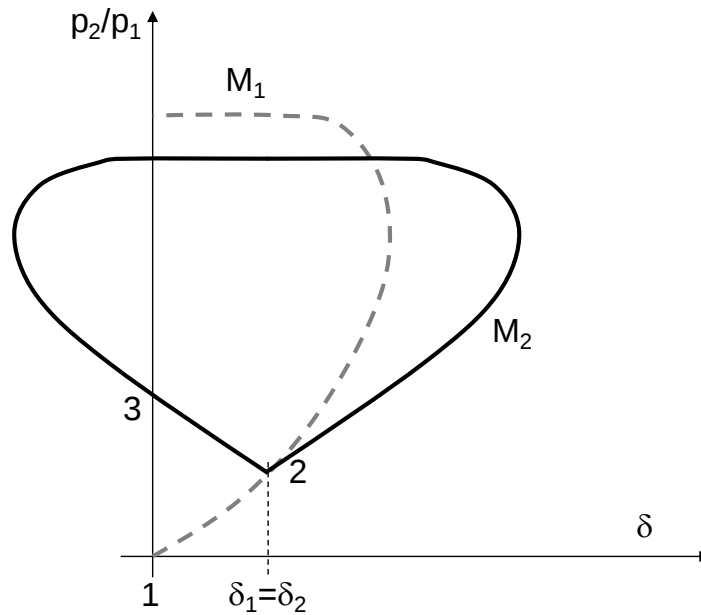
1- Réflexion d'un choc



Le nombre de Mach M_1 est connu, les nombres de Mach M_2 et M_3 sont inconnus.

De plus $M_2 < M_1$, on aura donc : $\sigma_2 \neq \sigma_1$.

L'ensemble des zones de l'écoulement peuvent être visualisées sur le diagramme pression-déviation.



Déterminons maintenant l'angle du choc réfléchi :

Soit $M_1=3$ et $\delta_1=20^\circ$. La polaire de choc donne $\sigma_1=38^\circ$.

$M_{n1} = M_1 \sin \sigma_1 = 1,84$ soit d'après la table de choc : $M_{n2}=0,6078$.

$$M_2 = \frac{M_{n2}}{\sin(\sigma_1 - \delta_1)} = 1,966$$

La déviation du vecteur vitesse de la zone 2 à la zone 3 est $\delta_2=\delta_1=20^\circ$.

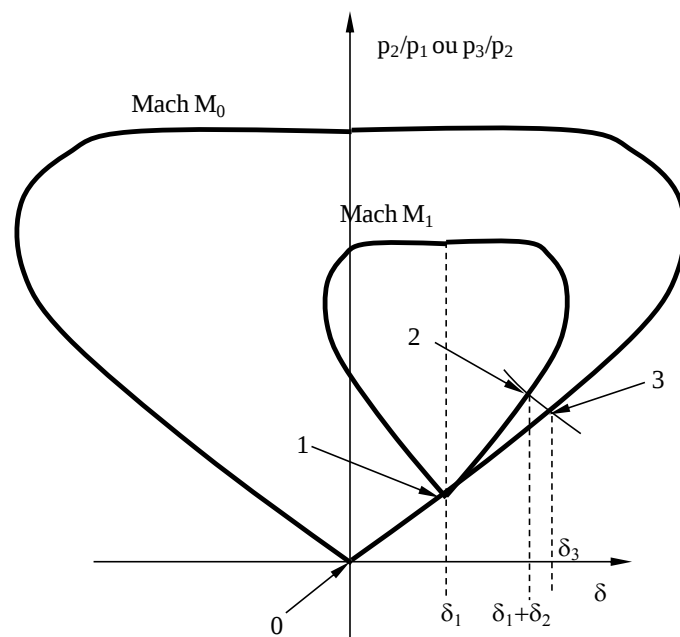
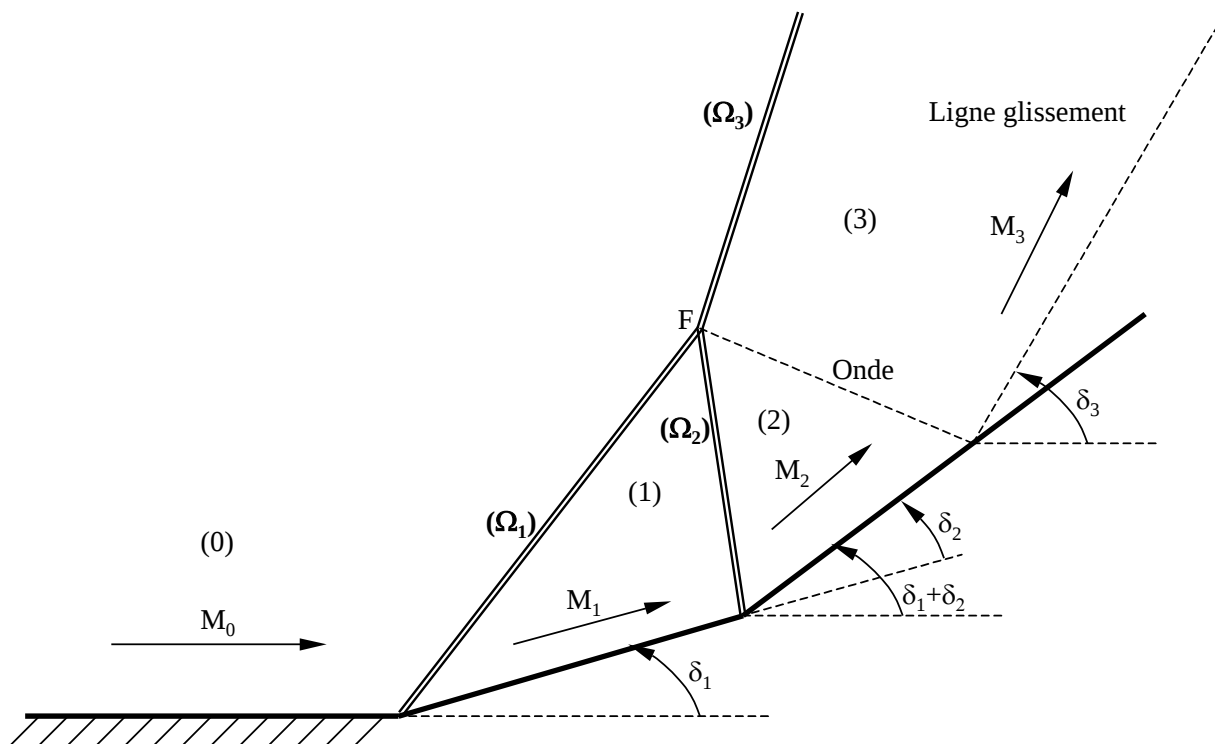
Connaissant le nombre de Mach M_2 , on obtient σ_2 à l'aide de la polaire de choc : $\sigma_2=45^\circ$.

$M_{n2} = M_2 \sin \sigma_2 = 1,39$ d'où $M_{n3}=0,744$.

$$M_3 = \frac{M_{n3}}{\sin(\sigma_2 - \delta_2)} = 1,76$$

2- Interaction de deux chocs provenant de deux dièdres successifs

On aura interaction entre deux chocs dans le cas d'un double dièdre par exemple. Les chocs ont bien évidemment tendance à se rattraper en un point F, appelé point de focalisation. Le traitement de ce point se fait à l'aide de la polaire tracée en coordonnées semi-logarithmiques.



Le point représentatif du domaine 1 se trouve sur la polaire de choc correspondant à M_0 , avec une déviation δ_1 .

A partir de ce point, la polaire correspondant à M_1 peut être tracée ; on notera au passage l'intérêt du diagramme semi-log, qui permet d'additionner les polaires :

$$\frac{p_2}{p_0}(\delta) = \frac{p_2}{p_1}(\delta) \cdot \frac{p_1}{p_0}(\delta) \text{ soit } \ln\left(\frac{p_2}{p_0}(\delta)\right) = \ln\left(\frac{p_2}{p_1}(\delta)\right) + \ln\left(\frac{p_1}{p_0}(\delta)\right).$$

Le point correspondant au domaine 2 se trouve sur cette polaire, pour une déviation totale $\delta_1 + \delta_2$.

Après le point de focalisation F des deux ondes de choc, l'écoulement résulte d'une onde de choc avec pour Mach amont M_0 , qui sera donc représenté sur la polaire correspondant au Mach M_0 .

Si les polaires correspondant à M_0 et M_1 ne se coupent pas (cas de la figure), une onde apparaît en F afin de rétablir la compatibilité. Dans l'exemple choisi, une détente issue de F permettra de passer de l'état 2 à l'état 3 présentant une déviation totale δ_3 supérieure à $\delta_1 + \delta_2$.

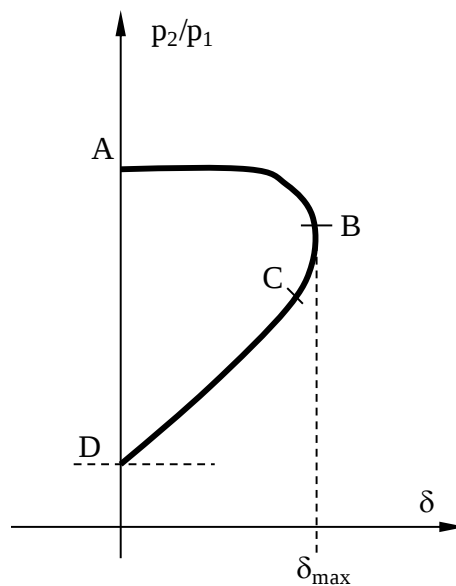
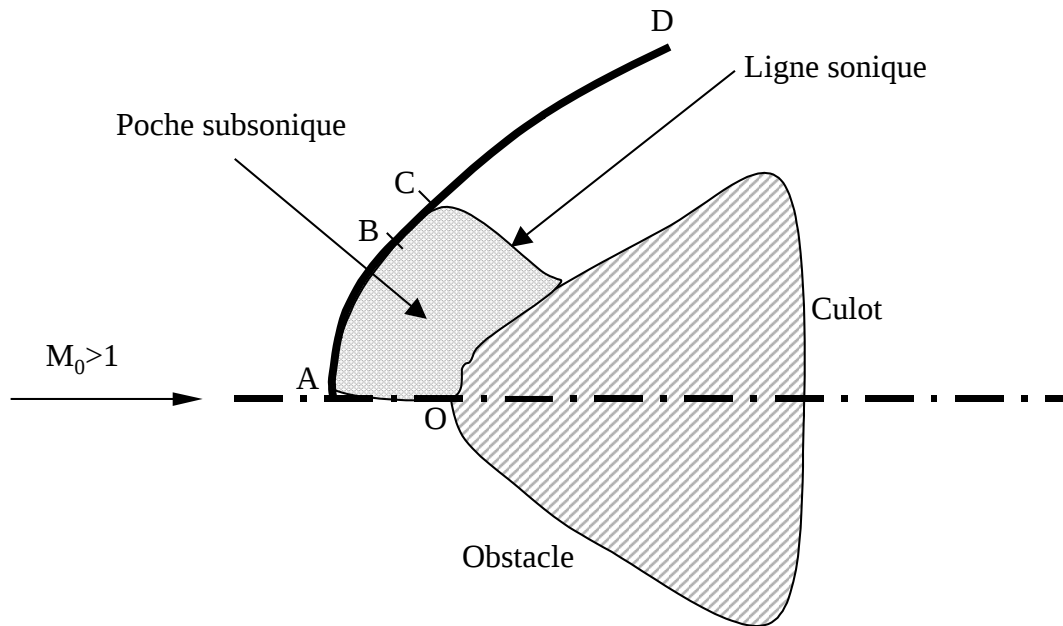
Une ligne de glissement (mêmes pressions de part et d'autre de la ligne, mais vitesses différentes) apparaît et l'écoulement ne colle plus à la paroi.

La discussion porte aussi sur la position relative des deux polaires : il peut y avoir choc ou détente issue de F.

Chocs courbes

L'ensemble des relations démontrées correspondent à des conditions locales en un point du choc, c'est à dire pour un domaine $d\omega$ petit.

Il est ainsi possible d'appliquer ces relations à un choc courbes comme celui se formant au nez d'un corps émoussé.



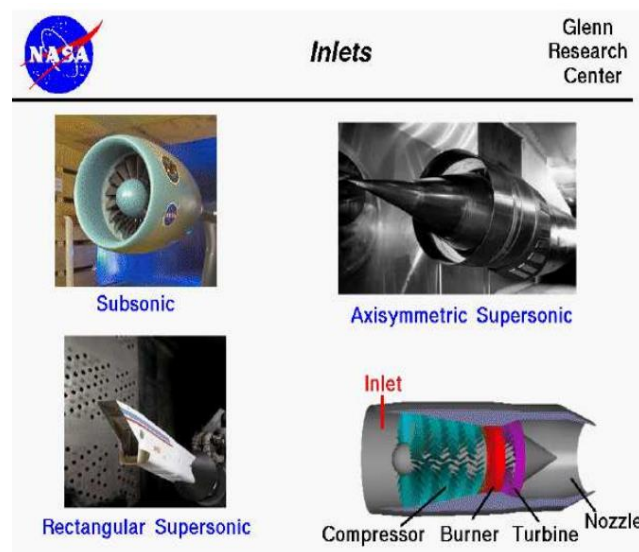
- En A (sur l'axe de symétrie), il y a un choc droit (toujours en raisonnant en conditions locales, $d\omega$ petit) : l'écoulement est subsonique en aval de A et il y a un point d'arrêt en O.
- En s'écartant de l'axe de symétrie, la déviation δ du vecteur vitesse augmente progressivement à la traversée du choc, alors que l'angle d'inclinaison du choc σ diminue (on avait $\sigma=90^\circ$ pour le choc droit).
- En B, la déviation est maximale, mais l'écoulement reste toujours subsonique : on a une solution de choc fort stable. Au delà de B, la déviation va diminuer constamment.

- En C, l'écoulement aval est sonique : c'est la fin du domaine des chocs forts. On remarquera la ligne sonique (ensemble de point tels que $M=1$), partant de C jusqu'à l'obstacle, qui limite la poche subsonique.
- Au delà de C, commence le domaine des chocs faibles : l'écoulement derrière le choc étant supersonique, les conditions avalées (au culot de l'obstacle par exemple) seront sans aucune influence sur l'amont. Le choc fort AC fort sera donc stable.
- Entre C et D (D étant situé très loin), l'intensité du choc décroît régulièrement. En D, le choc devient évanescent et l'angle de choc σ tend vers l'angle de Mach α_0 (ou angle des caractéristiques).

A titre d'exemple un tube de Pitot exposé à un écoulement supersonique verra se développer un choc courbe devant son nez.

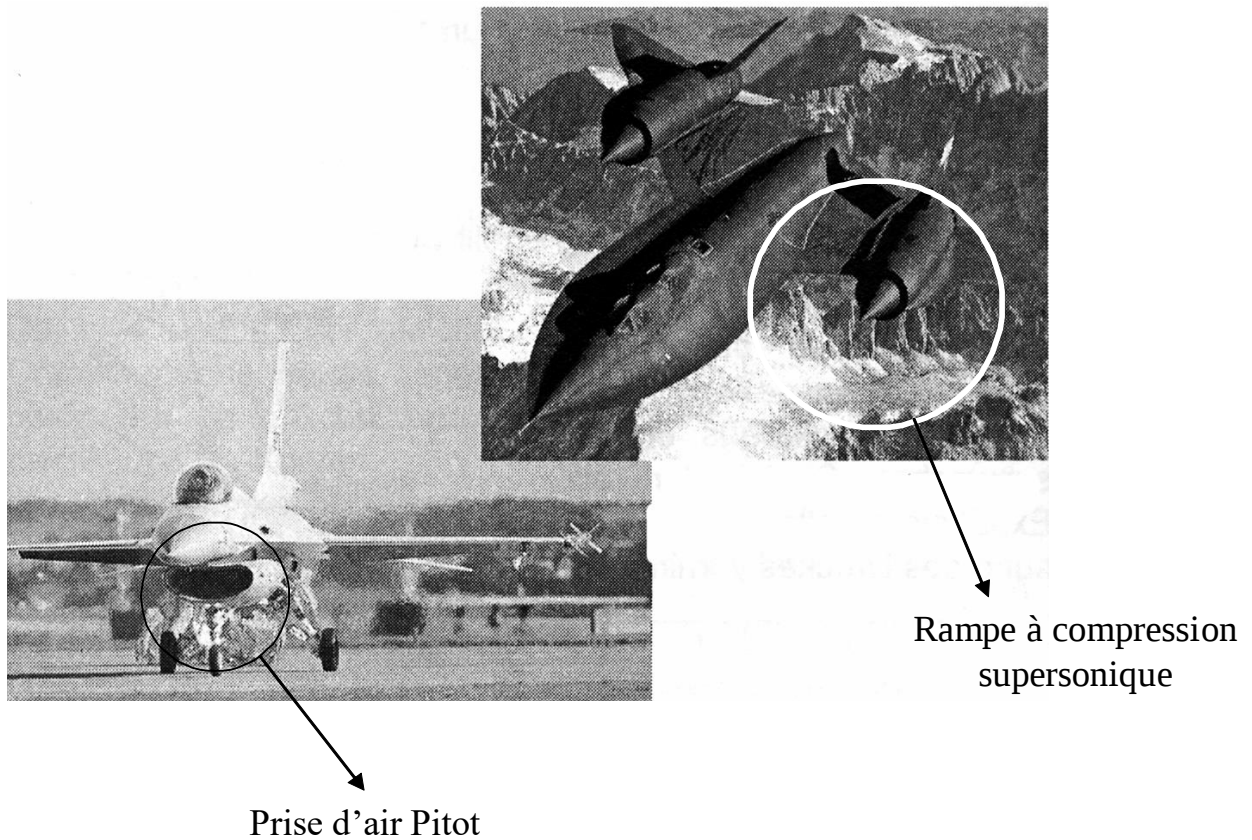
Application aux prises d'air supersoniques

L'objectif est, pour les avions supersoniques, de capter l'air atmosphérique afin d'alimenter le moteur. Il existe différents types de prises d'air.



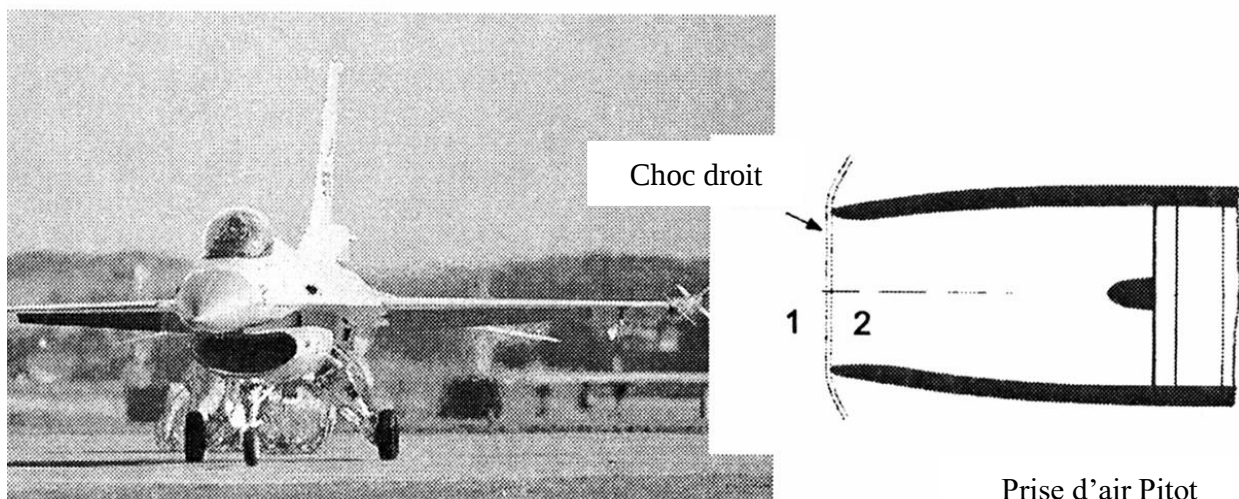
Dans le cas des prises d'air supersoniques, plusieurs stratégies existent :

- Prise d'air « Pitot », la plus simple mais générant des pertes de pression génératrice importante.
- La rampe à compression supersonique en dièdre assurant une recompression progressive de l'écoulement à l'aide d'une forme en dièdre.



La prise d'air « Pitot »

Le brutal ralentissement de l'écoulement au niveau de la prise d'air provoque l'apparition d'un choc droit aux lèvres de la prise d'air. Il s'ensuit une perte de pression génératrice importante du fait de la traversée du choc droit.



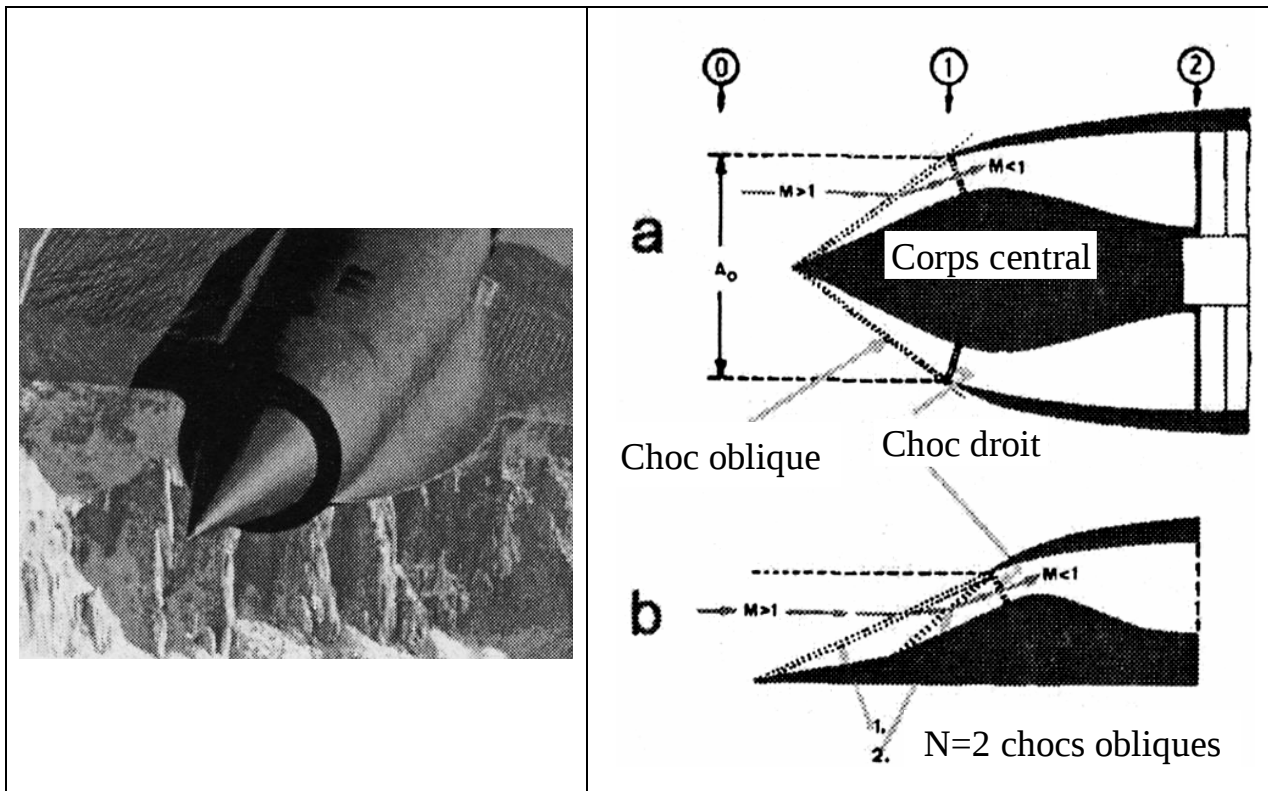
Par exemple, lorsque l'avion vol à $M_\infty = 3$, la traversée du choc conduit à une perte de pression génératrice tel que :

$$\frac{p_{i2}}{p_{i1}} = 0,32834$$

La pression génératrice est divisée pratiquement par 3 (et par voie de conséquence le débit qui lui est proportionnelle). Il faut donc limiter les pertes par d'autres dispositifs...

La rampe de compression supersonique

Ce dispositif utilise un diffuseur conique, à l'entrée duquel se positionne un choc oblique comme l'indique la figure. L'écoulement demeure donc supersonique en aval de ce choc droit. Ensuite seulement, intervient un choc droit, plus modéré, qui fait passer l'écoulement en régime subsonique.



Le système a est à une seule rampe de compression supersonique, alors que le système B possède deux rampes d'angle croissant. Nous montrerons que le système b génère des pertes moins importantes.

Reprenons l'exemple d'un avion volant à $M_\infty = 3$. L'angle de dièdre correspondant est de $\delta = 22^\circ$, soit un angle de choc (généré par le cône central) de $\sigma = 40^\circ$.

$$M_{n1} = M_1 \sin \sigma = 3 \cdot \sin 40^\circ = 1,93$$

La perte de pression génératrice correspondante sera alors donnée par le rapport :

$$\frac{p_{i2}}{p_{i1}} = 0,753$$

Le Mach normal M_{n2} en aval du choc est alors : $M_{n2}=0,5899$.

$$M_2 = \frac{M_{n2}}{\sin(\sigma - \delta)} = 1,90$$

Ainsi, le choc droit qui fera passer l'écoulement en régime subsonique sera de plus faible intensité (le Mach amont passe de 3 à 1.90).

Calculons maintenant le choc droit correspondant. Le rapport de pression génératrice correspondant au choc droit est :

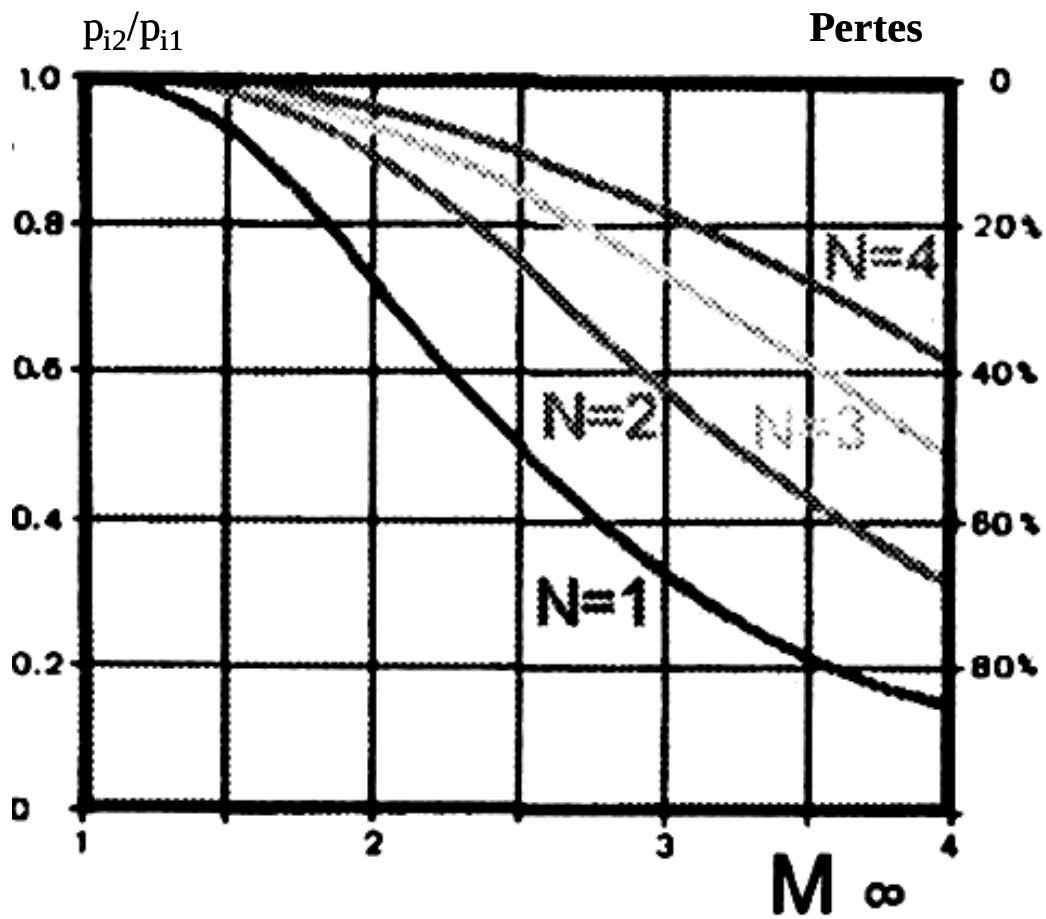
$$\frac{p_{i3}}{p_{i2}} = 0,767$$

La perte de pression génératrice totale dans la prise d'air sera donc donnée par le rapport :

$$\frac{p_{i3}}{p_{i1}} = \frac{p_{i3}}{p_{i2}} \frac{p_{i2}}{p_{i1}} = 0,767 \cdot 0,7535 = 0,577$$

Ce rapport est à comparer avec celui obtenu avec une prise d'air Pitot : $\frac{p_{i2}}{p_{i1}} = 0,32834$.

L'augmentation du nombre de dièdre N (donc du nombre de choc oblique), donc en réalisant une compression supersonique progressive permet une réduction significative des pertes. On examinera le diagramme suivant, jusqu'à $N=4$.



Exemple d'agencement de plusieurs dièdres (conditions de calcul non précisées, source NASA)