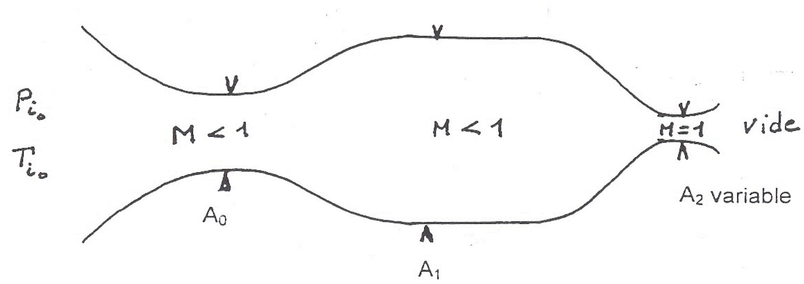
COMPORTEMENT D'UNE TUYERE
A DEUX COLS

G. MEAUZÉ



Section $A_0 = 1$

Section $A_1 = 2$

Section A_2 variable

On recherche l'évolution de nombres de Mach, pressions statiques p et pression d'arrêt P_i dans les 3 sections 0, 1, 2 au cours de l'ouverture de A_2 de 0 à A_1 puis au cours de la fermeture.

1/ Plan O. Quand $A_2 = 0$, il n'y a pas d'écoulement et toutes les vitesses sont nulles : Mo = 0 $p_o = P_{io}$. Quand on commence à ouvrir A_2 un écoulement s'établit. Compte tenu du rapport de pression élevé, il y a un nécessairement un écoulement sonique qui s'établit dans la plus petite section rencontrée c'est-à-dire A_2 pour l'instant

Donc $M_2 = 1$ et $Ac_2 = A_2$.

Tant que A_2 est plus petit que A_O l'écoulement en amont de A_2 reste entièrement subsonique et isentropique à condition de négliger l'effet des couches limites ce qui est tout à fait licite par rapport aux phénomènes mis en jeu ; cela veut dire que la pression d'arrêt reste partout la même et donc la section critique fictive aussi puisque la conservation du débit impose la conservation du produit PiAc .

On a ainsi en général pour chaque section :

$$Pi_0 Ac_0 = (PiAc) \text{ (valeur locale dans la section considérée)} = Pi_2 Ac_2 = C^t$$

Avec $Ac_{\text{fictif(local)}} = Ac_{0 \text{ fictif}} = Ac_{2 \text{ réel}}$

Dans chaque plan on connaît la section A et Ac $\Rightarrow \frac{A}{A_c} = \Sigma(M) \Rightarrow M.$

En particulier $\Sigma(M_0) = \frac{A_0}{A_{c0}} = \frac{A_0}{A_{c2}} = \frac{A_0}{A_2}$

d'où $M_0 = f(A_c)$ et $\dfrac{p_0}{P_{i0}} = \varpi(M_0)$

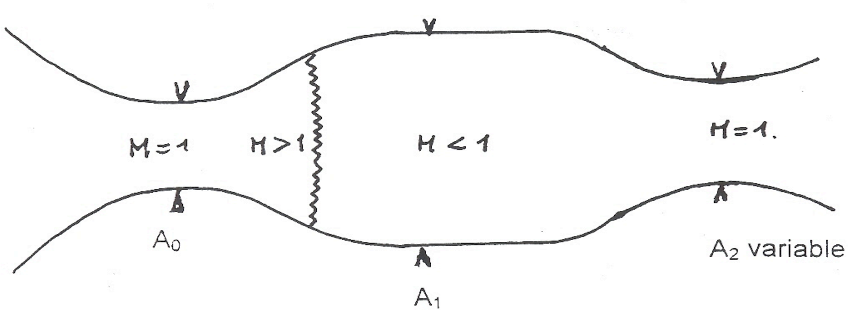
avec évidemment $P_{i0} = P_{i\ amont}$

Ce schema d'écoulement entièrement subsonique en amont de A_2 reste valable tant que A_2 reste inférieure à A_0. Le débit varie proportionnellement à la section sonique $Ac_2 = A_2$.

Quand $A_2 = A_0 \Longrightarrow M_0 = M_2 = 1$

La section critique A_{c0} devient égale à A_0. Le débit ne peut plus croître car la section critique ne peut dépasser A_0 et la pression d'arrêt P_{i0} ne peut pas augmenter. Le débit devient constant (figé). En amont de A_0 plus rien ne varie.

Quand on continue à ouvrir A_2 vont apparaître des configurations d'écoulement complexes avec des régions supersoniques et des ondes de choc. C'est toujours par la conservation du débit qu'il est possible d'expliquer les différents régimes qui vont s'établir. La relation $Pi_0Ac_0 = Pi_2Ac_2$ doit toujours être vérifiée.
La section A_0 est sonique.
La section A_2 ne peut devenir subsonique car il y a toujours une pression très faible en aval. Elle doit donc soit rester sonique soit devenir supersonique mais pour cela il faut que soit respecté un critère d'amorçage comme on le verra par la suite. On peut alors admettre que A_2 doit dans un premier temps rester sonique et égale à Ac_2. Comme Ac_2 est supérieur à Ac_0 la relation ci dessus impose que Pi_2 doit obligatoirement devenir inférieur à Pi_0. Cela veut dire que doivent nécessairement apparaître des pertes de la pression d'arrêt.
Le seul phénomène permettant cela résulte de la présence d'une onde de choc et donc d'une région supersonique en amont de ce choc. La configuration qui s'établit correspond à un écoulement supersonique en aval du col sonique A_0 qui se termine par une onde de choc dans le divergent entre A_o et A_1.



L'écoulement reste ensuite <u>subsonique</u> jusqu' en A_2 où M_2 est toujours égal à 1.

M_o reste également à 1. C'est cette section sonique A_0 qui bloque le débit. Le rapport p_o / P_{io} reste figé à 0,528 (pour $\gamma = 1.4$)

La pression d'arrêt reste constante et égale à P_{i0} jusque à l'onde de choc.

2/ Plan 1 Tant que $A_2 < A_O$ M_1 est déterminé par $\Sigma(M_1) = \dfrac{A_1}{A_{c1}} = \dfrac{A_1}{A_{c2}} = \dfrac{A_1}{A_2}$

A_{C1} est la section critique fictive qui est égale à la section sonique réelle A_{C2} puisque $P_{i1} = P_{i0}$.

La pression est déterminée par $\dfrac{p_1}{P_{i1}} = \dfrac{p_1}{P_{i0}} = \varpi(M_1)$.

Quand A_2 devient > A_O et tant que l'onde de choc n'atteint pas la section A_1,

l'écoulement reste subsonique entre 1 2 section critique fictive A_{c1}

est toujours égale à la section sonique réelle A_{c2} (= A_2), mais elle est différent de A_{co} qui occupe la section A_O qui bloque le débit et qui reste constante.

M_1 est donné par $\dfrac{A_1}{A_{c1}} = \dfrac{A_1}{A_2} = \Sigma(M_1)$. La conservation du débit impose :

$$P_{i1}A_{c1} = P_{io}A_{co} \Longrightarrow \frac{P_{i1}}{P_{io}} = \frac{A_{co}}{A_2}$$

La pression dans le plan A_1 est alors donnée par $\dfrac{p_1}{P_{io}} = \dfrac{p_1}{P_{i1}} \times \dfrac{P_{i1}}{P_{io}} = \varpi(M_1) \times \dfrac{A_{co}}{A_2}$

Quand le choc arrive en A_1, il a lieu à un nombre de Mach M_1 donné par $\Sigma(M_1) = \dfrac{A_1}{A_{co}}$. En effet à l'amont du choc, la section critique fictive A_{c1} reste égale à A_{co} puisque l'écoulement supersonique reste isentropique (en négligeant les couches limites) entre les sections A_0 et A_1

A l'aval du choc, la section critique fictive A'_{c1} est identique à A_{c2} (écoulement subsonique isentropique).

Cette valeur de $A'_{c1} = A_{c2} = A_2$ est telle que :

$$P'_{i1}\, A'_{c1\,(\text{avant choc})} = P_{i1}\, A_{c1\,(\text{après choc})} = P_{io}\, A_{co}$$

$$\text{et } A'_{c1} = \frac{A_{co}}{P'_{i1}/P_{io}} = \frac{A_{co}}{\pi(M_1)}$$

que l'on peut aussi écrire $A'_{c1} = \dfrac{A_1}{\pi(M_1)A_1/A_{co}} = \dfrac{A_1}{\pi(M_1)\Sigma(M_1)}$

soit $A'_{c1} = A_2 = \dfrac{A_1}{\pi(M_1)\Sigma(M_1)}$

<u>Remarque</u> : on trouve ainsi la condition d'amorçage $\dfrac{A_2}{A_1} = \dfrac{1}{\pi\Sigma}$

Si A_2 croît encore, la conservation du débit montre que A'_{c1} ne peut plus croître puisque P'_{i1} ne peut plus diminuer car l'intensité de l'onde de choc ne peut varier, la section A_1 étant maximum. Dans ces conditions, la section géométrique A_2 devenant plus grande que la section critique fictive A'_{c1}, elle ne peut plus jouer le rôle de col sonique ; tout l'écoulement passe alors brutalement en supersonique et P_{i1} redevient égal à P_{io}. La pression dans la section A_1 est déterminée par $\dfrac{p_1}{P_{io}} = \varpi(M_1)$.

L'écoulement étant supersonique, l'ouverture supplémentaire de A_2 ne peut rien

changer en A_1 et en A_0 a fortiori.

3/ Plan 2 On a vu que jusqu'à l'amorçage complet, A_2 reste sonique et que $M_2 = 1$.

Donc $\dfrac{P_2}{P_{i2}} = 0{,}528$ mais $\dfrac{P_2}{P_{i0}} = \dfrac{P_2}{P_{i2}} \dfrac{P_{i2}}{P_{io}}$

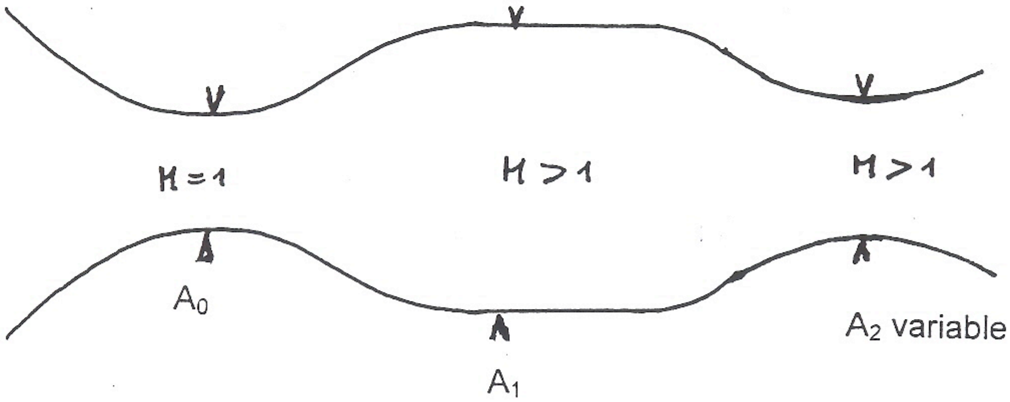
or quand $A_2 > A_O$ il a y choc dans la tuyère et $P_{i2} = P_{i1}$ = pression d'arrêt après le choc dans la partie divergente. On a déjà vu que $\dfrac{P_{i1}}{P_{iO}} = \dfrac{A_{co}}{A_2}$

Après amorçage complet (qui se produit quand le choc arrive en A_1), l'écoulement qui est partout supersonique en aval de A_0 est redevenu isentropique et $P_{i2} = P_{io}$

<u>**A_2 n'est plus un col sonique**</u>

Le nombre de Mach M_2 en A_2 est donné par $\Sigma(M_2) = \dfrac{A_2}{A_{c2}} = \dfrac{A_2}{A_{co}}$

La pression dans la section A_2 est déterminée par $\dfrac{p_2}{P_{io}} = \varpi(M_2)$.



4/ Fermeture de A_2

L'écoulement étant supersonique, la fermeture de A_2 n'entraîne aucune modification à l'amont tant que le débit peut passer c'est-à-dire tant que A_2 ne bloquera pas le débit, autrement dit tant que la section critique fictive égale à A_{c0} ($=A_0$) restera inférieure à la section géométrique offerte au fluide. Cela veut également dire tant que le Mach en A_2 restera supersonique et donc que A_2 ne sera pas un col sonique.
La limite de cette configuration entièrement amorcée est évidemment $A_2 = A_0$.

Donc pour $A_2 > A_0$ en 0 et 1 tout est figé.

En 2 M_2 (>1) est donné par $\Sigma(M_2) = \dfrac{A_2}{A_{co}}$ et $\dfrac{P_2}{P_{io}} = \varpi(M_2)$

Quand $A_2 = A_0$ ($-\varepsilon$) le débit ne pouvant plus passer, il y a désamorçage brutal de tout l'ensemble. L'écoulement redevient subsonique en amont de A_2. C'est A_2, sonique, qui bloque à nouveau le débit qui varie comme A_2.