



# MISCELLANÉES

## MISCELLANY

AVEC LA COLLABORATION DU PROFESSEUR CYPRIEN LEBORGNE

*English synopsis p. 312*

### RÉPONSE AU PROBLÈME N° 29 : LE TOURNIQUET

*En réponse au problème posé dans notre n° 4 de 1949, problème suggéré par l'éminent professeur PICCARD, nous sommes heureux de transmettre aujourd'hui à nos lecteurs une intéressante étude de M. P. GUITON; nous remercions très vivement l'auteur de son beau travail que nous publions intégralement ci-dessous.*

*Voici d'abord la lettre que nous a adressée M. GUITON :*

Nous vous demandons de bien vouloir transmettre à M. le Professeur Cyprien LEBORGNE les indications suivantes concernant le problème du tourniquet posé dans le numéro de *la Houille Blanche* de juillet-août 1949.

Le tourniquet est une turbine centrifuge à éjection partielle et à réaction totale généralement utilisée par les jardiniers pour disperser l'eau en fines gouttelettes sur une grande surface. Cependant, on peut lui trouver d'autres applications, comme nous l'avons fait il y a déjà plusieurs années.

Alimenté sous chute constante, son débit tend à croître linéairement avec la vitesse au fur et à mesure que l'on fait monter celle-ci en diminuant le couple résistant, ceci par suite de l'effet centrifuge qui augmente la charge sur les ajustages.

Théoriquement, si les pertes internes étaient nulles, et si la vitesse absolue de sortie pouvait être purement tangentielle, la vitesse d'emball-

ment en l'absence de tout couple résistant serait infinie.

A vrai dire, cela n'est pas tout à fait exact, car même s'il n'y a qu'un ajustage et qu'un jet, à partir d'une certaine vitesse, l'ajutage vient heurter son propre jet à la manière d'un serpent qui se mord la queue.

Si l'on réduit les pertes au minimum, la vitesse d'emballement atteinte en l'absence de couple résistant peut être, malgré cela, très grande si on la compare par exemple à la vitesse d'emballement d'une roue Pelton sous la même chute, avec un rayon Pelton égal à la distance de l'axe de rotation du tourniquet à l'axe des ajustages.

Le tourniquet peut donc être intéressant pour obtenir de grandes vitesses de rotation avec de très faibles puissances.

C'est pour cela que nous avons été amenés à faire dès 1943 la théorie complète du tourniquet, que l'on trouvera ci-après, accompagnée d'un graphique général de fonctionnement ramené à des coefficients sans dimensions.

Nous avons construit à l'époque un petit tourniquet d'entraînement de broches de filatures qui, alimenté par une petite pompe centrifuge multicellulaire, entraînait cette broche à une vitesse réglable de 0 à 9.000 tours/minute.

Le réglage de vitesse se faisait par fermeture d'un robinet pointeau immédiatement à l'entrée de l'appareil.

Cela correspondait à faire varier le coefficient  $K'$  du graphique.

La stabilité était plus grande que celle donnée par le graphique. Ceci parce que la pression d'alimentation diminuait avec la vitesse, le débit du tourniquet croissant avec celle-ci et la caractéristique hauteur-débit de la pompe étant descendante.

Une autre cause de stabilisation était que le couple résistant, dont une bonne partie venait du frottement sur l'air du tambour de broche, croissait rapidement avec la vitesse.

D'autres applications du tourniquet sont actuellement en cours de réalisation par nous.

Enfin, puisque nous parlons du tourniquet, rappelons qu'il est célèbre par son paradoxe qui est le suivant :

- alimenté axialement par de l'eau sous pression, il reçoit d'elle un couple moteur;
- alimenté par ses ajutages immergés dans de l'eau sous pression, celle-ci s'échappant axialement, il ne reçoit aucun couple moteur.

Le tourniquet n'est donc pas réversible. Il semble mettre ainsi en défaut le théorème des quantités de mouvements. Bien entendu, un examen approfondi montre qu'il n'en est rien.

Nous vous prions d'agréer...

Cette lettre était accompagnée de la « Théorie du Tourniquet » suivante :

### THÉORIE DU TOURNIQUET

Le tourniquet est un appareil moteur constitué par un rotor mobile autour d'un axe de rotation.

Un fluide sous pression pénètre axialement dans ce rotor et s'échappe sous forme de jets par un ou plusieurs ajutages situés à sa périphérie. L'impulsion due aux jets crée le couple moteur nécessaire à la rotation.

L'ensemble est schématisé par la figure ci-contre (fig. 1).

#### NOTATIONS :

$p_1$  = pression d'alimentation.

$v$  = vitesse axiale d'entrée supposée uniforme dans la section d'entrée  $s_1$ .

$h_0 = \frac{p_1}{\varrho} + \frac{v^2}{2g}$  = hauteur manométrique totale.

$V_0$  = vitesse d'un jet à l'air libre sous la hauteur  $h_0$  ( $V_0 = \sqrt{2gh_0}$ ).

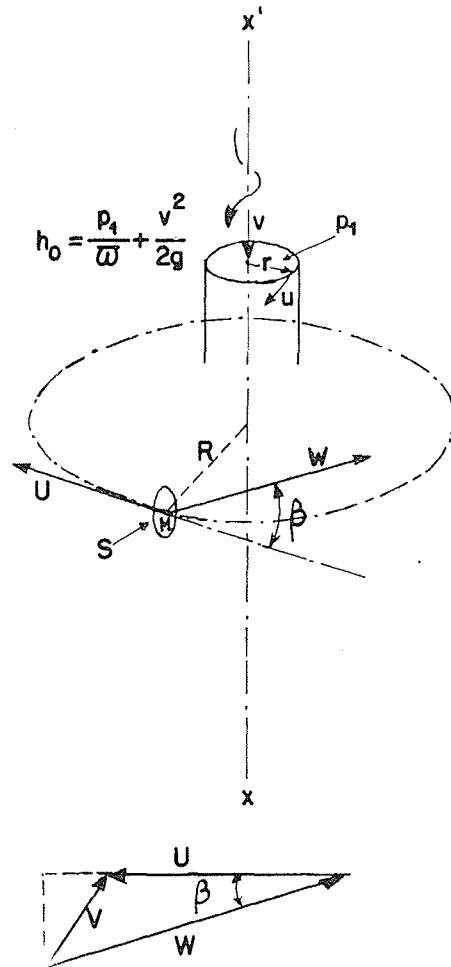


FIG. 1

$r$  = rayon du cercle sur lequel sont situées les entrées des canaux d'alimentation des ajutages.

$\omega$  = vitesse angulaire de rotation.

$u$  = vitesse d'entraînement à l'entrée ( $u = r \omega$ ).

$M$  = centre de la section de sortie d'un ajutage.

$R$  = rayon du tourniquet (distance de  $M$  à l'axe  $XX'$ ).

$S$  = section de sortie d'un ajutage.

$\vec{U}$  = vecteur représentatif de la vitesse d'entraînement du point  $M$  ( $U = R\omega$ ).

$\vec{W}$  = vecteur représentatif de la vitesse relative du jet s'échappant de l'ajutage.

$\beta$  = angle de  $W$  et de  $-U$ .

$n = \frac{U}{V_0}$  = coefficient de vitesse.

$$K \frac{W^2}{2g} = \text{pertes de charge dans l'appareil}$$

(K = coefficient de pertes de charge).

K' = coefficient de pertes de charge fictif, tel

$$\text{que } \sqrt{1 + K'} = \frac{\sqrt{1 + K}}{\cos \beta}$$

COUPLE MOTEUR

Le débit sortant de l'ajutage est  $Q = WS$  en volume et  $Q_m = \frac{\omega}{g} WS$  en masse.

La vitesse absolue de sortie est  $\vec{V} = \vec{W} + \vec{U}$ . Son moment par rapport à XX' est :

$$R (W \cos \beta - U)$$

L'application immédiate du théorème des quantités de mouvement donne comme valeur du couple moteur (produit du débit en masse par le moment de la vitesse absolue de sortie par rapport à l'axe) :

$$C = \frac{\omega}{g} S R W (W \cos \beta - U) \tag{1}$$

D'autre part, le théorème de Bernoulli en mouvement relatif donne, entre l'entrée dans le rotor et la sortie des ajutages,  $w = \sqrt{v^2 + u^2}$  étant la vitesse relative d'entrée en un point quelconque de s :

$$\frac{p_1}{\omega} + \frac{w^2 - u^2}{2g} = \frac{p_1}{\omega} + \frac{v^2}{2g} = \frac{W^2 - U^2}{2g} + K \frac{W^2}{2g} \tag{2}$$

qui peut s'écrire :

$$W = \frac{V_0^2 + U^2}{1 + K} \tag{2}$$

En éliminant W entre (1) et (2), en posant :

$$\sqrt{1 + K'} = \frac{\sqrt{1 + K}}{\cos \beta},$$

il vient pour expression de C en fonction de n :

$$C = \frac{1}{\sqrt{1 + K'}} \left[ \frac{1 + n^2}{\sqrt{1 + K'}} - n\sqrt{1 + n^2} \right] \times \frac{\omega}{g} \frac{SRV_0^2}{\cos \beta} \tag{3}$$

C apparaît donc comme le produit de deux termes. Le premier ne dépend que du coefficient de vitesse n et du coefficient de forme sans dimension K'.

Il est lui-même sans dimensions. On peut l'appeler coefficient de couple et le désigner par A.

Le deuxième terme est indépendant de la vitesse de régime et des formes intérieures de l'appareil. Par contre, il fait intervenir la nature du fluide, les dimensions absolues du rotor et la pression d'alimentation.

On a donc :

$$\left. \begin{aligned} C &= A \frac{\omega}{g} \frac{SRV_0^2}{\cos \beta} = A \times \frac{2\omega SRh_0}{\cos \beta} \\ A &= \frac{1}{\sqrt{1 + K'}} \left[ \frac{1 + n^2}{\sqrt{1 + K'}} - n\sqrt{1 + n^2} \right] \end{aligned} \right\} \tag{3 bis}$$

VARIATIONS DU COUPLE AVEC LA VITESSE

Ce sont celles de  $A = f(n)$ .

Elles sont représentées pour diverses valeurs de K' par le graphique de la figure 2.

COUPLE AU DÉMARRAGE

$$n = 0 \quad A_0 = \frac{1}{1 + K'}$$

d'où :

$$C_0 = \frac{2\omega SRh_0}{(1 + K') \cos \beta} \tag{4}$$

VITESSE D'EMBALLEMENT

C'est celle pour laquelle C = 0, c'est-à-dire :

$$1 + n^2 = n^2 (1 + K') \quad K'n^2 = 1 \quad n_e = \frac{1}{\sqrt{K'}} \tag{5}$$

Pour K' = 0 et n = ∞, le couple n'est cependant pas nul.

En effet,  $n\sqrt{1 + n^2}$  peut s'écrire :

$$n^2 \sqrt{\frac{1}{n^2} + 1};$$

$\frac{1}{n^2}$  étant un infiniment petit,

$$\sqrt{1 + \frac{1}{n^2}} = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{n^2} - \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{n^4} + \dots$$

d'où :

$$A = 1 + n^2 - n\sqrt{1 + n^2} = 1 - \frac{1}{2} + \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{n^2} + \text{etc.}$$

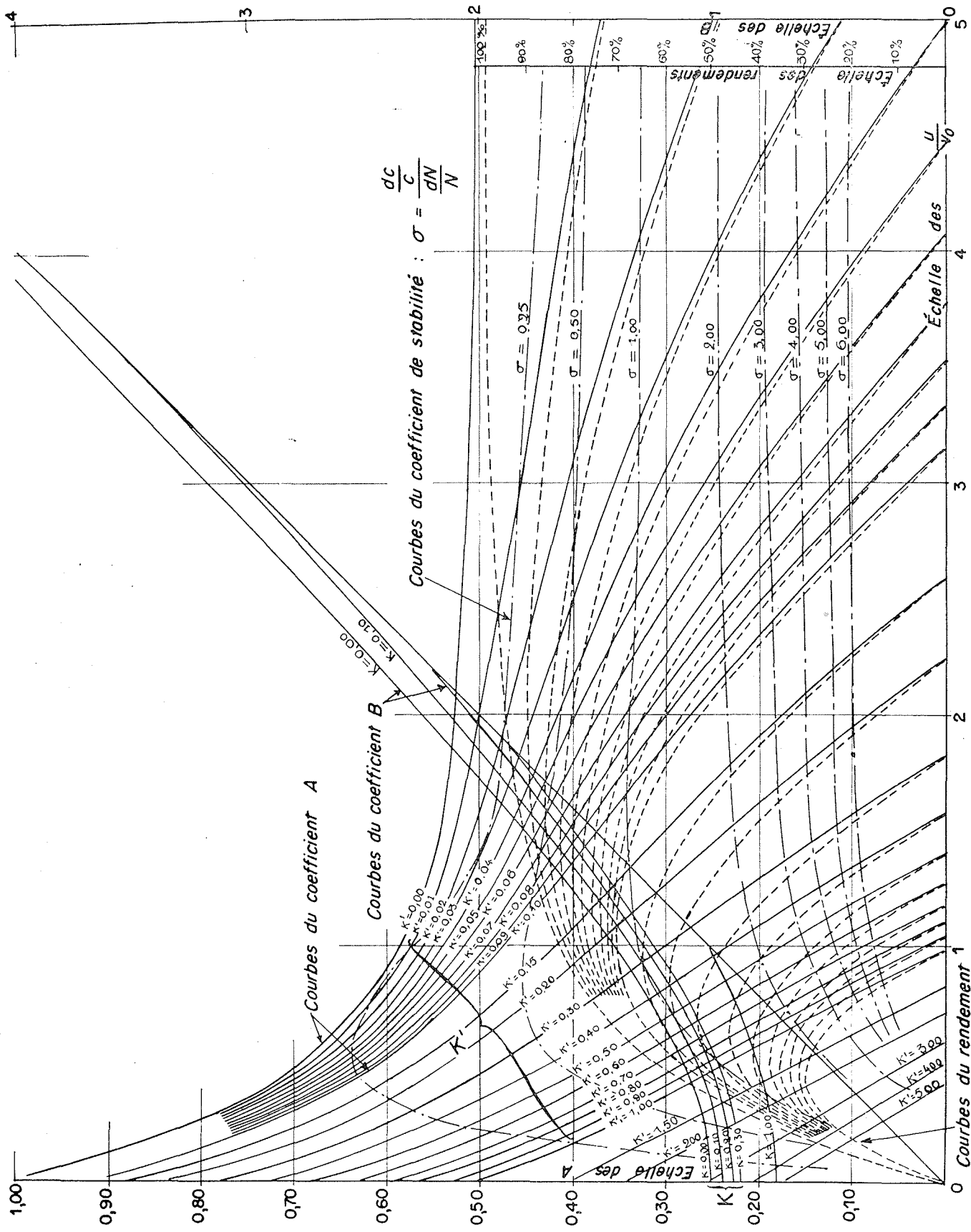


FIG. 2

D'où :

$$A_{\infty} = \frac{1}{2} \text{ pour } K' = 0.$$

PUISSANCE DÉVELOPPÉE

$$\bar{P} = C\omega = C \frac{U}{R} \left[ \bar{P} = nA \cdot \frac{\bar{\omega}}{g} \frac{SV_0^3}{\cos \beta} \right] \quad (6)$$

Il est à noter que la puissance ne dépend pas du rayon du tourniquet, mais simplement de la pression d'alimentation et de la section des ajustages.

Tout se passe comme s'il s'agissait d'un simple orifice de section  $S$  dont le coefficient de débit serait rendu variable en fonction d'un paramètre  $n$ .

DÉBIT

Le débit en volume est :

$$Q = WS = \frac{W}{V_0} \cdot SV_0$$

$$= [\text{d'après (2)}] \frac{\sqrt{1+n^2}}{\sqrt{1+K'}} \cdot SV_0 = \frac{\sqrt{1+n^2}}{\sqrt{1+K'}} \cdot \frac{SV_0}{\cos \beta}$$

c'est-à-dire :

$$\left. \begin{aligned} Q &= \frac{BSV_0}{\cos \beta} \\ B &= \frac{\sqrt{1+n^2}}{\sqrt{1+K'}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$B =$  coefficient de débit.

Comme pour le couple,  $Q$  est le produit de deux termes dont l'un est un coefficient sans dimension qui tient compte de la vitesse de régime et des formes intérieures de l'appareil, et l'autre, indépendant de la vitesse de régime, fait intervenir les dimensions absolues de l'appareil.

Les variations du débit avec la vitesse sont celles de  $B = f(n)$ . Elles sont représentées pour diverses valeurs de  $K'$ , sur la figure 2.

Les courbes représentatives sont des arcs d'hyperbole ayant l'axe des ordonnées comme axe de symétrie.

Pour la vitesse d'emballement  $n_a = \frac{1}{\sqrt{K'}}$  (5), on a :

$$B = \sqrt{\frac{1}{K'}} = n_a. \quad (7 \text{ bis})$$

RENDEMENT

C'est le rapport de la puissance fournie au tourniquet,  $\bar{\omega}Qh_0$  à la puissance recueillie  $C\omega$ .

$$\varphi = \frac{C\omega}{\bar{\omega}Qh_0} = \frac{nA \frac{\bar{\omega}}{g} \cdot \frac{SV_0^3}{\cos \beta}}{\frac{\bar{\omega}BSV_0^3}{2g \cos \beta}}$$

d'où :

$$\varphi = 2n \frac{A}{B} \quad (8)$$

Or :

$$A = B^2 - nB$$

d'où :

$$\varphi = 2Bn - 2n^2$$

et enfin :

$$\varphi = \frac{2}{\sqrt{1+K'}} [n\sqrt{1+n^2} - n^2\sqrt{1+K'}] \quad (9)$$

Pour une valeur de  $K'$  donnée, le rendement maximum est obtenu pour

$$\frac{d\varphi}{dn} = 0.$$

Soit :

$$\sqrt{1+n^2} + \frac{n^2}{\sqrt{1+n^2}} - 2n\sqrt{1+K'} = 0,$$

d'où :

$$\begin{aligned} 4K'n^4 + 4K'n^2 - 1 &= 0. \\ n^2 &= \frac{-1 + \sqrt{1 + \frac{1}{K'}}}{2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Pour  $K' = 0$ , on trouve  $n = \infty$ . Cherchons la valeur de  $\varphi$  dans ce cas :

$$\varphi = 2 \left[ n^2 \sqrt{1 + \frac{1}{n^2}} - n^2 \right].$$

En développant en série,  $\frac{1}{n^2}$  étant un infiniment petit quand  $n$  tend vers l'infini.

$$\sqrt{1 + \frac{1}{n^2}} = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{n^2} - \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{n^4} + \dots$$

$$\varphi = 2 \left[ \frac{1}{2} - \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{n^2} + \dots \right]$$

d'où, pour  $n = \infty$ ,  $\varphi = 1$ .

Le tableau suivant donne les valeurs du rendement maximum pour quelques valeurs de  $K'$  :

Valeur de $K'$	Valeur de $n$ pour le rendement maximum	Valeur du rendement maximum
$K' = 0$	$n = \infty$	100 %
$K' = 0,05$	$n = 1,335$	77 %
$K' = 0,10$	$n = 1,078$	69,5 %
$K' = 0,15$	$n = 0,94$	63,5 %
$K' = 0,20$	$n = 0,85$	59,5 %

*Remarque.* — Il est facile de vérifier que la perte  $\omega Q h_0 - C\omega$  correspond à la perte de charge dans l'appareil et à la perte d'énergie cinétique à la sortie :  $\frac{V^2}{2g}$ .

On a, en effet :

$$V^2 = U^2 + W^2 - 2 U W \cos \beta$$

dans le triangle des vitesses.

D'où :

$$\begin{aligned} \frac{KW^2}{2g} + \frac{V^2}{2g} &= \frac{V_0^2}{2g} \left[ n^2 + \frac{1+n^2}{1+K} \cdot (1+K) \right. \\ &\quad \left. - 2n \frac{\sqrt{1+n^2}}{\sqrt{1+K'}} \right], \quad \text{d'après (2)} \\ &= \frac{V_0^2}{2g} \left[ 1 + 2n^2 - 2n \frac{\sqrt{1+n^2}}{\sqrt{1+K'}} \right] \end{aligned}$$

d'où :

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{V_0^2}{2g} - \left( \frac{KW^2}{2g} + \frac{V^2}{2g} \right) \\ &= \frac{V_0^2}{2g} \\ &= \frac{2}{\sqrt{1+K'}} [n\sqrt{1+n^2} - n^2\sqrt{1+K'}]. \end{aligned}$$

On retrouve donc bien la valeur trouvée précédemment en (9).

Les courbes  $\varphi = f(n)$  pour les diverses valeurs du paramètre  $K'$  sont également représentées sur la figure 2.

#### VITESSE SPÉCIFIQUE

Le tourniquet est une turbine. Cherchons sa vitesse spécifique :

$$n_s = \frac{N\sqrt{\mathcal{E}}}{\sqrt{h_0^5}}$$

$N$  en t/min.,  $\mathcal{E}$  en ch.,  $h_0$  en m.

$$N = \frac{60 \omega}{2\pi} = \frac{60}{2\pi} n \cdot \frac{V_0}{R}$$

$$n_s^2 = \frac{3.600}{4\pi^2} n^2 \frac{V_0^2}{R^2} \times \frac{nA}{75} \cdot \frac{\omega S V_0^3}{g \cos \beta} \times \frac{(2 \times g)^{5/2}}{V_0^5}$$

d'où :

$$n_s = \frac{60}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{\sqrt{2}}{75}} \cdot \omega^{1/2} g^{3/4} \cdot \sqrt{\frac{n^3 A}{\cos \beta}} \times \sqrt{\frac{S}{R^2}}$$

c'est-à-dire :

$$n_s = \alpha F(n, K', \beta) \times \sqrt{\frac{S}{R^2}} \quad (11)$$

avec  $\alpha =$  constante à évaluer dans le système M.K.S. :

$$F(n, K', \beta) = \sqrt{\frac{n^3}{\sqrt{1+K}} \left[ \frac{1+n^2}{\sqrt{1+K'}} - n\sqrt{1+n^2} \right]}$$

fonction sans dimension ne dépendant que de  $n, K'$  et  $\beta$  :

$\sqrt{\frac{S}{R^2}}$  = terme sans dimension donnant les proportions de l'appareil.

#### COEFFICIENT DE STABILITÉ

On peut définir un coefficient de stabilité :

$$\sigma = \frac{dc}{dn} \cdot \frac{c}{n} \quad (12)$$

$\sigma$  est le pourcentage de variation de couple qui donne une variation de vitesse de 1 %.

Les courbes  $\sigma = \text{cte}$  sont également tracées la figure 2.

On voit que pour  $n > 1$ ,  $\sigma$  varie très peu avec  $n$ . Par contre,  $\sigma$  varie de 0 à l'infini quand  $A$  décroît de 0,50 environ à 0, c'est-à-dire au fur et à mesure que l'on se rapproche de la marche à vide.

Le rendement diminue parallèlement. La stabilité est en effet obtenue parce que l'énergie absorbée par le couple résistant prend alors une importance de moins en moins grande par rapport à celle dissipée par la perte de charge et le  $\frac{V^2}{2g}$  à la sortie.

#### TRAJECTOIRES ET JETS

1° *Trajectoires absolues des particules :*

Afin d'obtenir un jet de forme stable, il est nécessaire que chaque ajutage ait une section de sortie circulaire.

Dans le mouvement de rotation, le point M, centre du cercle de sortie d'un ajutage, décrit un cercle (C) de rayon (R) (fig. 3).

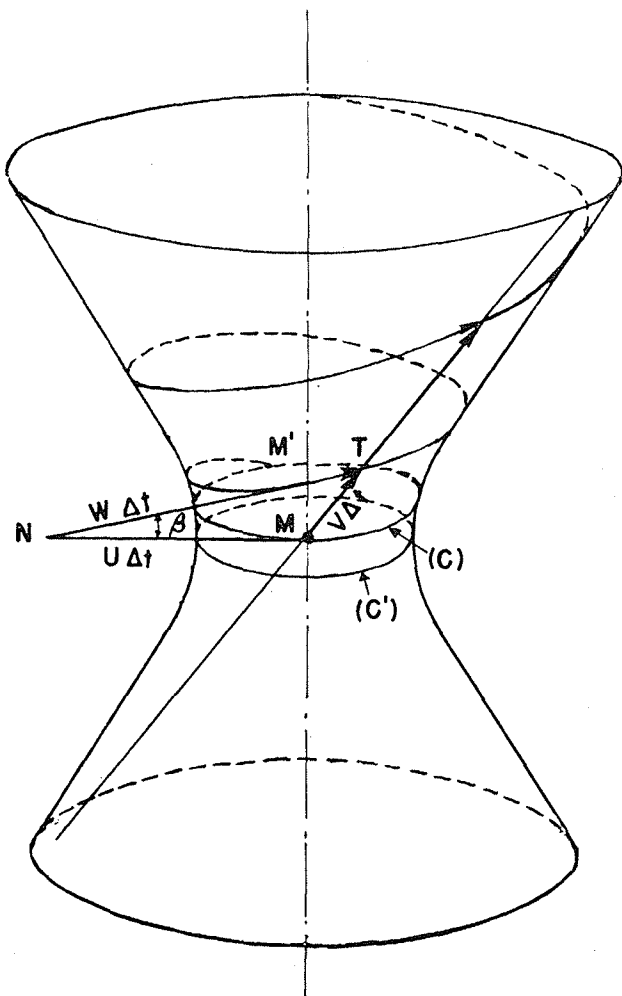


Fig. 3

Une particule de liquide quitte l'ajutage à un instant donné, avec la vitesse absolue V.

A partir de cet instant, elle ignore le rotor et, abstraction faite de la pesanteur et de la résistance de l'air, elle conserve cette vitesse V en grandeur et en direction. Elle décrit donc une droite.

L'ensemble de ces trajectoires rectilignes forme un hyperboloïde de révolution à une nappe, dans le cas général où l'axe de l'ajutage n'est pas perpendiculaire à l'axe de rotation.

Le col de cet hyperboloïde est le cercle (C) décrit par le pied de la perpendiculaire commune à la trajectoire d'une particule et à l'axe de rotation.

2° Trajectoires relatives et forme des jets :

Considérons la position du point M à un instant t et le triangle des vitesses  $\vec{U}\Delta t + \vec{W}\Delta t = \vec{V}\Delta t$

tracé en ce point, Δt étant un intervalle de temps quelconque.

La particule issue de M au temps t arrive en T au temps t + Δt. Au même instant, M arrive en M' tel que arc MM' = UΔt. La particule qui sort de l'ajutage à cet instant t + Δt est donc en M'.

Le temps t ayant été choisi quelconque, on voit que la trajectoire relative M'T de la particule s'obtient en enroulant le triangle MN'T sur l'hyperboloïde. Cette trajectoire est donc une hélice enroulée sur l'hyperboloïde.

Toutes les particules situées au même instant sur cette hélice sont issues du même ajutage. Leur ensemble constitue le jet qui est enroulé suivant cette hélice qui tourne avec le rotor. En fait, le jet se résoud rapidement en gouttes. S'il y a plusieurs ajutages, on obtient une hélice à plusieurs filets.

On peut obtenir ainsi un effet d'eau décoratif.

Quand β est nul, l'hélice se réduit à une spirale contenue dans le plan du cercle (C).

DÉFORMATION DE L'HYPERBOÏDE AVEC LA VITESSE DE ROTATION

Le demi-angle au sommet δ du cône asymptote de l'hyperboloïde est l'angle de  $\vec{V}$  et de l'axe de rotation. Cherchons son expression :

Soit (P) le plan de  $\vec{U}, \vec{V}, \vec{W}$  et (P') le plan du cercle (C).

Soit γ l'angle de (P) et (P'). Cet angle est une donnée de construction de l'appareil, au centre de l'ajutage,  $\vec{W}$  étant dirigé suivant l'axe de celui-ci, et  $\vec{U}$  étant perpendiculaire à l'axe de rotation, ce qui définit (P). β est aussi un angle de construction.

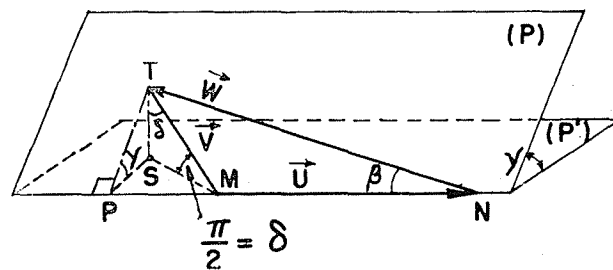


Fig. 4

Soient, sur la figure 4, P la projection de T sur  $\vec{U}$ , et S la projection de T sur (P').

On a :

$$\overline{ST} = V \cos \delta = \overline{TP} \cdot \sin \gamma = W \sin \beta \sin \gamma,$$

soit :

$$\cos \delta = \frac{W}{V} \sin \beta \sin \gamma;$$

mais :

$$V = \sqrt{U^2 - 2UW \cos \beta + W^2}$$

d'où :

$$\cos \delta = \sin \beta \sin \gamma \cdot \frac{\frac{W}{U}}{\sqrt{1 - 2 \frac{W}{U} \cos \beta + \left(\frac{W}{U}\right)^2}}$$

c'est-à-dire, en se référant à la figure 2 et à la relation (7) :

$$\cos \delta = \sin \beta \sin \gamma \frac{\frac{B}{n \cos \beta}}{\sqrt{1 - 2 \frac{B}{n} + \left(\frac{B}{n}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \beta}}}$$

pour  $U = 0$ , on a :  $\cos \delta = \sin \beta \sin \gamma$ ,

pour  $U$  correspondant à la vitesse d'emballement ( $A = 0$ ), on a :  $\frac{B}{n} = 1$  (voir équ. 7<sup>bis</sup>),

d'où :

$$\begin{aligned} \cos \delta &= \sin \beta \sin \gamma \frac{\frac{1}{\cos \beta}}{\sqrt{1 - 2 + \frac{1}{\cos^2 \beta}}} \\ &= \frac{\sin \beta \sin \gamma}{\sqrt{-\cos^2 \beta + 1}} = \sin \gamma. \end{aligned}$$

On voit donc que  $\cos \delta$  varie de  $\sin \beta \sin \gamma$  à  $\sin \gamma$  quand  $n$  varie de 0 à la vitesse d'emballement.

L'hyperboloïde, très aplati à faible vitesse si  $\beta$

est petit, va en s'étirant si  $\beta$  est nul, la spirale plane (voir ci-dessus) tend à se réduire au cercle (C) lui-même.

Dans la construction de l'appareil il faut veiller à ce que, pour aucune vitesse d'utilisation, un jet ne vienne à rencontrer un ajutage voisin ou une partie quelconque du rotor. Sinon, il peut se faire qu'à partir d'une certaine vitesse  $n_c$ , qui peut être inférieure à la vitesse d'emballement  $n_0$ , la courbe correspondante  $A = f(n)$  de la figure 2, s'infléchisse brusquement vers le bas, le jet étant dévié dans une direction plus radiale qui diminue le couple.

Les valeurs de  $\beta$  et  $\gamma$  doivent être choisies en conséquence.

Si on veut obtenir des valeurs élevées de  $n = \frac{U}{V_0}$ , on ne peut pas prendre  $\beta = 0$ , car alors, même avec un seul ajutage, le jet viendrait à se heurter lui-même ou à heurter son propre ajutage. Plus exactement, l'ajutage viendrait à heurter le jet, faisant un tour complet avant que l'eau ne se soit évacuée radialement.

Il faut donc, dans ce cas, admettre  $\beta \neq 0$ , c'est-à-dire une composante de  $\vec{V}$  perpendiculaire à  $\vec{U}$ . Cette composante de  $\vec{V}$  de valeur  $W \sin \beta$  est inactive et son énergie cinétique est perdue sans contrepartie. La valeur de cette perte est prise en compte dans le coefficient  $K'$ .

Le graphique de la figure 2 montre qu'alors, même si les pertes de charge internes sont nulles ( $K = 0$ ), on est limité dans la valeur de  $n = \frac{U}{V_0}$ ,  $K'$  n'étant pas nul.

P. GUITON.

