

Étude de l'écoulement à la sortie d'une roue Francis

Autor(en): **Kazan, N.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin technique de la Suisse romande**

Band (Jahr): **88 (1962)**

Heft 17

PDF erstellt am: **08.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-771846>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

BULLETIN TECHNIQUE DE LA SUISSE ROMANDE

paraissant tous les 15 jours

ORGANE OFFICIEL

de la Société suisse des ingénieurs et des architectes
de la Société vaudoise des ingénieurs et des architectes (S.V.I.A.)
de la Section genevoise de la S.I.A.
de l'Association des anciens élèves de l'EPUL (Ecole polytechnique
de l'Université de Lausanne)
et des Groupes romands des anciens élèves de l'E.P.F. (Ecole
polytechnique fédérale de Zurich)

COMITÉ DE PATRONAGE

Président: † J. Calame, ing. à Genève
Vice-président: E. d'Okolski, arch. à Lausanne
Secrétaire: S. Rieben, ing. à Genève
Membres:
Fribourg: H. Gicot, ing.; M. Waeber, arch.
Genève: G. Bovet, ing.; Cl. Groscurin, arch.; E. Martin, arch.
J.-C. Ott, ing.
Neuchâtel: J. Béguin, arch.; R. Guys, ing.
Valais: G. de Kalbermatten, ing.; D. Burgener, arch.
Vaud: A. Chevalley, ing.; A. Gardel, ing.;
M. Renaud, ing.; J.-P. Vouga, arch.

CONSEIL D'ADMINISTRATION

de la Société anonyme du « Bulletin technique »
Président: D. Bonnard, ing.
Membres: Ed. Bourquin, ing.; G. Bovet, ing.; M. Bridel; J. Favre,
arch.; A. Robert, ing.; J.-P. Stucky, ing.
Adresse: Avenue de la Gare 10, Lausanne

RÉDACTION

Vacat
Rédaction et Editions de la S. A. du « Bulletin technique »
Tirés à part, renseignements
Avenue de Cour 27, Lausanne

ABONNEMENTS

1 an	Suisse	Fr. 28.—	Etranger	Fr. 32.—
Sociétaires	»	» 23.—	»	» 28.—
Prix du numéro	»	» 1.60		

Chèques postaux: « Bulletin technique de la Suisse romande »,
N° II 67 75, Lausanne

Adresser toutes communications concernant abonnement, changements
d'adresse, expédition, etc., à: Imprimerie La Concorde, Terreaux 28,
Lausanne

ANNONCES

Tarif des annonces:
1/1 page Fr. 320.—
1/2 » » 165.—
1/4 » » 85.—
1/8 » » 42.50

Adresse: Annonces Suisses S. A.
Place Bel-Air 2. Tél. (021) 22 33 26. Lausanne et succursales



SOMMAIRE

Etude de l'écoulement à la sortie d'une roue Francis, par M. N. Kazan, Dr ès sciences techniques de l'EPUL.
Association amicale des anciens élèves de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne: Rapport du Comité sur
l'exercice 1961.
Divers. — Bibliographie. — Documentation générale. — Nouveautés, informations diverses.

ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT À LA SORTIE D'UNE ROUE FRANCIS

par M. N. KAZAN, Dr ès sciences techniques de l'Ecole polytechnique de Lausanne¹

1. Introduction

La présente étude a pour but la détermination du comportement de l'écoulement à la sortie de la roue d'une turbine Francis lente. Pour ceci, nous avons effectué des sondages sur une turbine modèle montée sur un stand d'essai au laboratoire de mécanique des fluides des Ateliers des Charmilles S.A., à Genève. On dispose, pour la même turbine, de plusieurs roues qui diffèrent entre elles soit par le nombre et la longueur des aubes, soit par le tracé de l'aubage.

Nous donnons dans cet extrait les résultats appartenant à la roue dite B. Cette roue a fait l'objet de deux coupures à l'arête de sortie de l'aubage, ce qui donne les deux états B₁ et B₂ de la roue B.

Pour les sondages, nous avons utilisé trois sortes de sondes (suivant la position et la nature de chaque sondage): cylindrique, sphérique et une sonde Prandtl à quatre prises. Ces sondes ont été préalablement étalonnées.

¹ Résumé d'une thèse de doctorat présentée à l'EPUL en mars 1962.

2. Définition des grandeurs intervenant dans cette étude

Pour la présentation des résultats, nous définissons les grandeurs principales suivantes:

R_r = 157 mm = rayon de référence = rayon de la partie cylindrique à la sortie de la roue.

R_e = rayon extérieur à l'endroit du sondage.

r = R/R_e , r^* = R/R_r = rayons relatifs.

\dot{V} = débit en m³/s.

H = chute nette en m.

N = vitesse de rotation en rad/s.

η = rendement total de la turbine.

Φ = $\frac{C_{mr}}{U_r} = \frac{\dot{V}/S_r}{R_r N}$ = coefficient de débit.

Ψ = $\frac{2gH}{U_r^2} = \frac{2gH}{(R_r N)^2}$ = coefficient de chute.

σ = coefficient de vide de Thoma.

Nous donnons, dans les sous-paragraphes suivants, les grandeurs moyennes qui caractérisent l'écoulement dans la section de sondage.

2.1 La précision de mesure par contrôle du débit

$$\frac{\dot{V}_{\text{sonde}}}{\dot{V}_{\text{disph.}}} = \left(\frac{R_c}{R_r}\right)^2 \frac{\sum_1^{20} c_{mj}^*}{20}$$

En admettant que le débit mesuré par diaphragme est suffisamment précis, ce coefficient permet de juger de la qualité d'un sondage. En effet, la mesure du débit par diaphragme se fait à un endroit où l'écoulement est sans rotation, alors que cette mesure au moyen de la sonde s'effectue à la sortie de la roue où il y a une rotation. Si, par exemple, la turbulence et l'imprécision de mesure de l'angle au moyen de la sonde introduisent une erreur d'angle de $0,5^\circ$, la vitesse méridienne subira une erreur de $\cotg \alpha \cdot \sin \Delta\alpha$; soit, pour $\alpha = 45^\circ$, l'erreur sera de l'ordre de $\sin \Delta\alpha = \sin 0,5^\circ = 0,5 \frac{2\pi}{360} \cong 1\%$.

Cette erreur devient plus grande pour $\alpha < 45^\circ$ ou $\alpha > 135^\circ$ et plus faible pour α se rapprochant de 90° .

On peut dès maintenant signaler que le débit trouvé par la sonde cylindrique ne diffère que de $\pm 3\%$ du débit mesuré par le diaphragme pour les sondages sans vide poussé, et ceci pour des débits loin du débit sommet (trop faible ou trop grand). Cette différence est plus faible pour les débits voisins du débit sommet.

2.2 Le degré d'uniformité de l'écoulement

Pour caractériser l'écoulement dans la section de sondage, c'est-à-dire pour chiffrer l'effet de la variation de la vitesse méridienne et l'existence d'une composante périphérique, nous définissons le coefficient γ , introduit par Campmas [EdF], par :

$$\gamma = \frac{\left(\sum_1^{20} c_{mj}^*\right)^3}{\sum_1^{20} \left[c_{mj}^* p_{aj}^*\right]} \quad (1)$$

Ce coefficient d'uniformité de l'écoulement est égal à 1 si la vitesse est uniformément répartie sur toute la section et sa direction purement axiale; dans un écoulement réel, il est plus petit que 1.

2.3 La circulation restante à la sortie de la roue

L'équation d'Euler donnant l'énergie hydraulique massique transformée en énergie mécanique par la roue, s'écrit :

$$gH h_t = U_1 C_{u1} - U_2 C_{u2} \quad (2)$$

où h_t est le coefficient énergétique de transformation.

En divisant les deux membres de l'équation précédente par gH , on obtient :

$$h_t = 2 u_1 c_{u1} - 2 u_2 c_{u2} \quad (3)$$

Le deuxième terme du second membre de cette équation, que nous désignons par

$$\epsilon = 2 u_2 c_{u2} = 2 \frac{U_2 C_{u2}}{2 gH}$$

est proportionnel à la circulation restante à la sortie de la roue.

En remplaçant dans cette expression U_2 par $U_r \frac{R_2}{R_r}$ et en multipliant numérateur et dénominateur par C_{mr} il vient :

$$\epsilon = 2 \frac{U_r C_{mr}}{2 gH} \frac{R_2}{R_r} \frac{C_{u2}}{C_{mr}}$$

d'où, avec les définitions de Φ et Ψ :

$$\epsilon = 2 \frac{\Phi}{\Psi} r_2^* c_{u2}^* \quad (4)$$

En supposant que la circulation conserve sa valeur entre l'arête de sortie de l'aubage et les sections de sondage (I, II ou III), c'est-à-dire en négligeant les pertes sur une faible longueur, et en prenant pour $r_2^* c_{u2}^*$ la valeur moyenne pondérée dans la section de sondage,

$$r_2^* c_{u2}^* = \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* r_j^* c_{uj}^*]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*}$$

nous aurons finalement :

$$\epsilon = 2 \frac{\Phi}{\Psi} \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* r_j^* c_{uj}^*]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*} \quad (5)$$

2.4 Les pertes dans le diffuseur

Sans apport ni fuite d'eau entre la sortie (2) de la roue et la section de sortie (4) du diffuseur (conservation du débit dans l'élément diffuseur) la perte dans le diffuseur, exprimée en valeur relative, est :

$$h_{pd} = \bar{h}_2 - \bar{h}_4$$

où

$$\bar{h}_2 = \bar{z}_2 + \bar{p}_2 + \bar{c}_2^2 \quad (6)$$

$$\bar{h}_4 = \bar{z}_4 + \bar{p}_4 + \bar{c}_4^2 \quad (7)$$

En mesurant $p_{i2} = z_2 + p_2 + c_2^2 - z_4 - p_4$ (à chaque point j) il vient

$$h_{pd} = \bar{p}_{i2} - \bar{c}_4^2 \quad (8)$$

Ceci peut s'écrire sous la forme :

$$h_{pd} = \frac{\bar{P}_{i2}}{\frac{\mu}{2} C_{mr}^2} - \frac{\bar{c}_4^2}{C_{mr}^2} \frac{C_{mr}^2}{2gH} \quad (9)$$

mais on a

$$\frac{C_{mr}^2}{2gH} = \frac{\Phi^2}{\Psi}$$

et en considérant la valeur $\frac{\bar{P}_{i2}}{C_{mr}^2}$ comme une moyenne

pondérée de la pression totale dans la section de sondage, c'est-à-dire

$$\frac{\bar{P}_{t2}}{C_{mr}^2} = \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* p_{tj}^*]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*}$$

l'équation (9) s'écrit :

$$h_{pd} = \frac{\Phi^2}{\Psi} \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* p_{tj}^*]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*} - \frac{\Phi^2}{\Psi} \frac{\bar{C}_4^2}{C_{mr}^2} \quad (10)$$

Mais $\bar{C}_4^2 = \bar{C}_{m4}^2 + \bar{C}_{u4}^2$

En supposant que la vitesse méridienne est constante dans la section de sortie du diffuseur, nous aurons :

$$\bar{C}_{m4}^2 = \left(\frac{S_r}{S_4}\right)^2 \cdot C_{mr}^2$$

Quant à la composante périphérique de l'énergie cinétique, nous supposons qu'elle suit la loi de la circulation constante, c'est-à-dire

$$R_4 C_{u4} = R_2 C_{u2} = R_r C_{ur}$$

d'où $\bar{C}_{u4}^2 = \left(\frac{R_r}{R_4}\right)^2 \cdot C_{ur}^2$

La section (4) n'est pas tout à fait circulaire, elle est légèrement elliptique. On peut, en première approximation, poser :

$$\left(\frac{R_r}{R_4}\right)^2 = \frac{S_r}{S_4}$$

soit $\bar{C}_{u4}^2 = \frac{S_r}{S_4} \cdot C_{ur}^2$

d'où $\frac{\bar{C}_4^2}{C_{mr}^2} = \left(\frac{S_r}{S_4}\right)^2 + \frac{S_r}{S_4} \frac{\bar{C}_{ur}^2}{C_{mr}^2}$

et en considérant la valeur $\frac{\bar{C}_{ur}^2}{C_{mr}^2}$ comme une moyenne

pondérée de l'énergie cinétique périphérique dans la section de sondage, c'est-à-dire :

$$\frac{\bar{C}_{ur}^2}{C_{mr}^2} = \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* c_{uj}^{*2}]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*}$$

l'équation (10) devient :

$$h_{pd} = \frac{\Phi^2}{\Psi} \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* p_{tj}^*]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*} - \frac{\Phi^2}{\Psi} \left[\left(\frac{S_r}{S_4}\right)^2 + \frac{S_r}{S_4} \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* c_{uj}^{*2}]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*} \right] \quad (11)$$

Le deuxième terme du second membre de cette équation représente les pertes par vitesse restante à la sortie du diffuseur. Certains auteurs considèrent cette perte

comme faisant partie des pertes du diffuseur, ce qui nous paraît injustifié.

2.5 Le rendement du diffuseur

On définit le rendement du diffuseur par :

$$\eta_d = 1 - \frac{h_{pd}}{\bar{C}_2^2 - \bar{C}_4^2}$$

$$\bar{C}_2^2 = \frac{\bar{C}_2^2}{2gH} = \frac{\Phi^2}{\Psi} \bar{c}_2^{*2} = \frac{\Phi^2}{\Psi} \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* c_j^{*2}]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*}$$

d'où

$$\eta_d = 1 - \frac{h_{pd}}{\frac{\Phi^2}{\Psi} \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* c_j^{*2}]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*} - \frac{\Phi^2}{\Psi} \left[\left(\frac{S_r}{S_4}\right)^2 + \frac{S_r}{S_4} \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* c_{uj}^{*2}]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*} \right]} \quad (12)$$

ou encore, en se référant à la pression statique, ce rendement s'écrit sous la forme :

$$\eta_d = \frac{-\sum_1^{20} c_{mj}^* p_j^* / \sum_1^{20} c_{mj}^*}{\frac{\Phi^2}{\Psi} \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* c_j^{*2}]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*} - \frac{\Phi^2}{\Psi} \left[\left(\frac{S_r}{S_4}\right)^2 + \frac{S_r}{S_4} \frac{\sum_1^{20} [c_{mj}^* c_{uj}^{*2}]}{\sum_1^{20} c_{mj}^*} \right]} \quad (13)$$

Le rapport des sections est :

$$\frac{S_r}{S_4} = \frac{0,07744}{0,16550} = 0,4679.$$

3. Modification de l'allure des courbes c_{m2} , $r_{c_{u2}}$, p et α en fonction de r^2 à l'entrée du diffuseur (section de sondage II) en variant les conditions de marche

3.1 Φ variable, Ψ constant, c'est-à-dire débit variable, chute et vitesse de rotation constantes (fig. 2 à 6)

Variation de c_m^* : On constate, d'après la figure 2, que les profils de vitesses méridiennes en fonction du rayon sont fortement influencés par les conditions de marche. Ils sont loin de satisfaire l'hypothèse d'un écoulement unidimensionnel, c'est-à-dire à vitesse constante dans une section, surtout pour un régime de fonctionnement très différent du régime normal.

Pour le faible débit ($\Phi/\Phi_A = 0,4$), la courbe présente un fort gradient de la vitesse méridienne. La vitesse méridienne à la périphérie atteint deux fois la vitesse méridienne moyenne; elle devient négative vers le centre, où un effet de pompage apparaît. Cette courbe ressemble à la courbe de la vitesse méridienne relevée à l'emballement. Un tourbillon annulaire centré sur l'axe de la turbine, figure 3, prend naissance à la sortie de la roue vers le moyeu, qui consomme une partie de l'énergie hydraulique et participe à la baisse du rendement.

$$\psi = \psi_0 = 4,52$$

En augmentant le débit, la vitesse méridienne tend à s'égaliser déjà pour $(\varphi/\varphi_0 = 0,6)$ c_m^* est quasi constant dans une bonne partie de la section, le tourbillon annulaire s'affaiblit.

La courbe correspondant au débit $(\varphi/\varphi_0 = 0,8)$ présente le minimum d'écart par rapport à $c_{moy}^* \cong 1$.

En augmentant encore davantage le débit, la courbe se déforme et change de pente. Dans la plus grande partie de la courbe, la pente qui est positive ou nulle pour les faibles débits devient négative pour les grands débits. Le tourbillon annulaire reprend naissance pour les forts débits et participe à nouveau, avec la circulation (tourbillon axial), aux pertes et à la baisse du rendement.

Le fait que le relevé de ces courbes a été effectué en aval du moyeu qui se termine par une section finie (moyeu non pointu), figure 1, peut expliquer en partie la baisse de c_m^* vers l'axe du diffuseur, mais il ne peut pas être la cause principale parce que la section du bout du moyeu ne représente que le 3% de la section totale du diffuseur à l'endroit du sondage, alors que la baisse de c_m^* se manifeste dans une section souvent plus grande que celle du bout du moyeu.

Variation de c_m : Nous avons représenté sur la figure 4 les mêmes courbes de la vitesse méridienne, mais ramenées à $\sqrt{2gH}$, grandeur qui reste la même pour toutes les courbes d'une même roue, mais change d'une roue à l'autre suivant $\sqrt{\psi}$.

Ces figures montrent l'évolution de la valeur absolue de c_m en fonction de la charge. Il ressort de ces figures que la zone centrale est la plus influencée par le changement de débit; c_m varie dans le même sens que le débit. Par contre, dans la zone périphérique, c_m change moins rapidement. Dans cette zone et pour de faibles débits, c_m change en sens inverse du débit: l'évolution de φ/φ_0 de 0,4 à 0,6 à 0,8 est accompagnée d'une diminution de c_m , par contre de 0,8 à 1 à 1,2 d'une augmentation régulière.

Variation de rc_u : En ce qui concerne la circulation, figure 5, on constate aussi un comportement des courbes qui change de la zone périphérique à la zone centrale. Dans la zone périphérique, les courbes se déplacent régulièrement en fonction de φ , en conservant la même allure. Dans la zone centrale, les courbes se comportent différemment suivant le débit. Pour $\varphi/\varphi_0 = 0,8$ on a des valeurs de $|rc_u|$ très faibles et presque constantes. Pour φ/φ_0

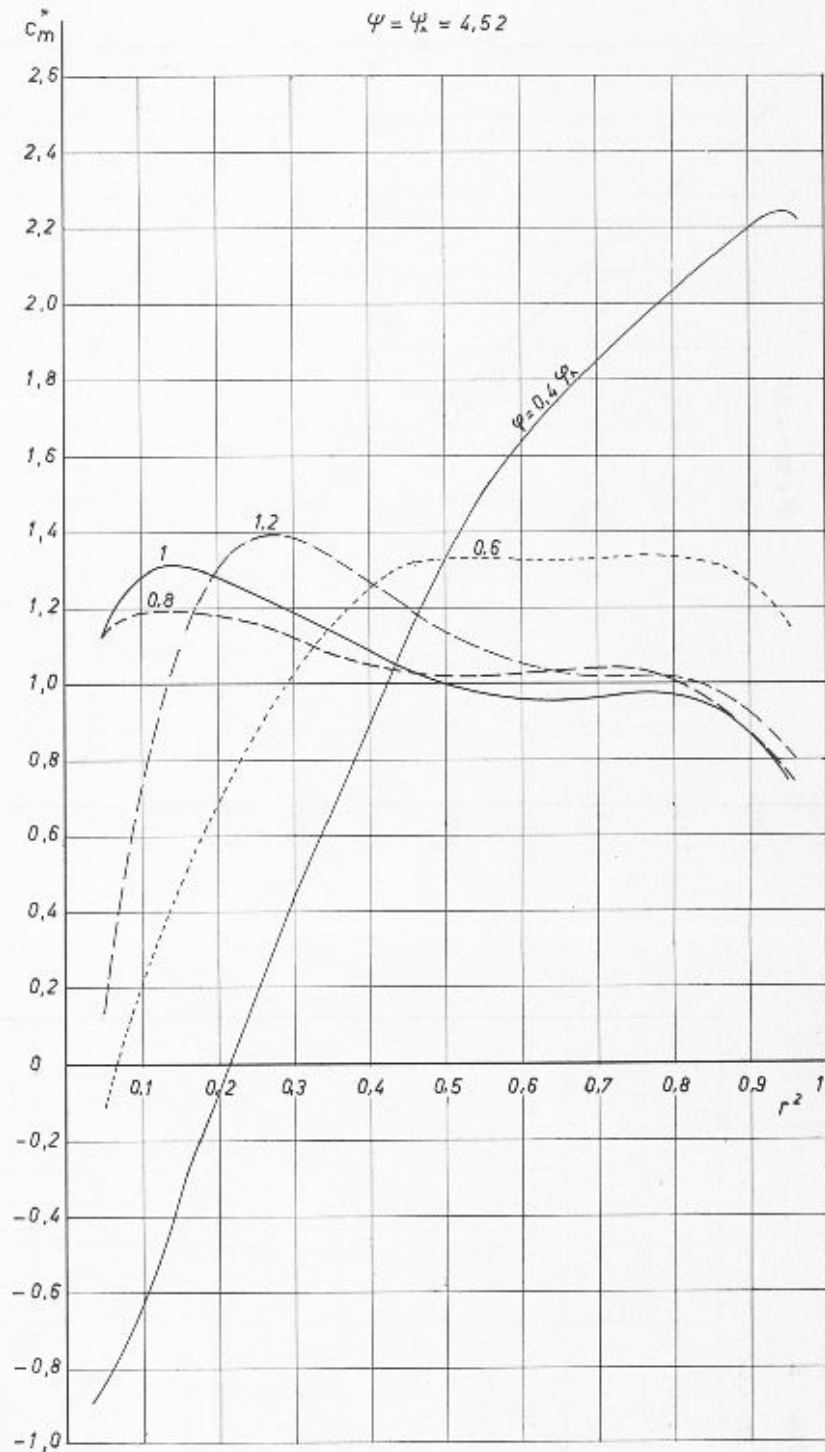


Fig. 2

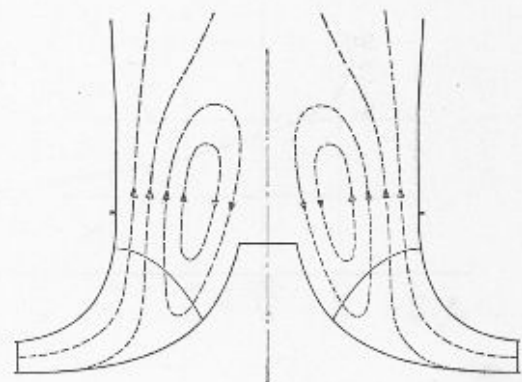
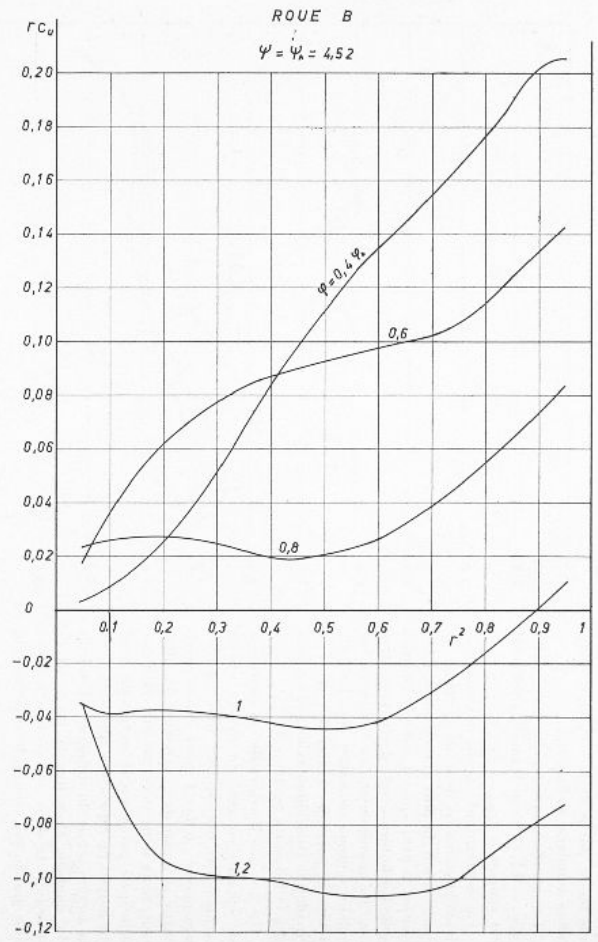
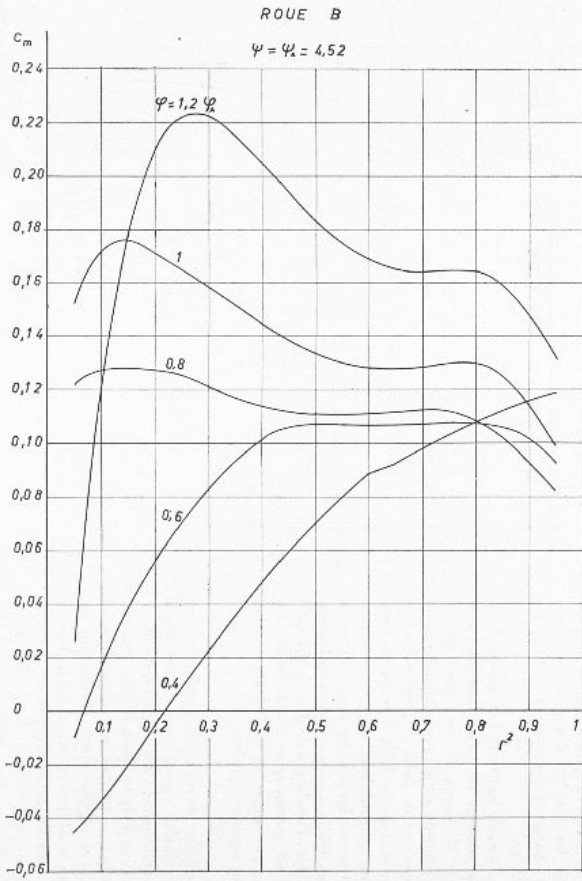


Fig. 3



$$\Psi = \Psi_0 = 4,52$$

= 0,6, 1 et 1,2 la valeur absolue de la circulation augmente avec le rayon, elle est d'autant plus grande que le débit s'écarte du débit de $\varphi/\varphi_0 = 0,8$. La loi de variation de la valeur absolue de la circulation se rapproche de :

$$|rc_u| \cong k\sqrt{r^2} = kr$$

Le coefficient k est proportionnel à $|\varphi - \varphi_0|$ où φ_0 correspond au débit pour lequel rc_u est nul dans cette zone. C'est dire que c_u est indépendant du rayon dans la zone centrale.

Pour la zone périphérique, rc_u augmente plus rapidement que r^2 en valeur algébrique. C'est-à-dire que $|rc_u|$ augmente quand $rc_u > 0$ ou $\alpha < 90^\circ$ et diminue quand $rc_u < 0$ ou $\alpha > 90^\circ$. Pour les très faibles débits, $\varphi/\varphi_0 = 0,4$, rc_u augmente régulièrement et presque linéairement en fonction de r^2 , soit :

$$rc_u \cong kr^2 \quad \text{---} \quad c_u \cong kr$$

Pour les faibles débits, la composante périphérique de la vitesse de l'écoulement à l'entrée du diffuseur augmente linéairement en fonction du rayon, comme la rotation d'un corps solide.

Variation de α : Les courbes représentées à la figure 6 donnent l'allure de la variation de α en fonction de r^2 . On constate que pour les faibles valeurs de φ , les courbes se rapprochent vers la périphérie, la valeur de α est la même pour $\varphi/\varphi_0 = 0,4$ et $0,6$. Ces deux courbes divergent de plus en plus en se rapprochant du centre. En passant la limite de 90° (écoulement axial) la courbe $\alpha = f(r^2)$ change d'allure. Les courbes correspondant à des valeurs de $\alpha < 90^\circ$ baissent rapidement vers l'axe et α peut devenir négatif (effet de pompage au centre), alors que pour les courbes correspondant à des valeurs de $\alpha > 90^\circ$, α augmente rapidement vers l'axe, ce qui explique la baisse rapide de c_m vers l'axe malgré la conservation de c_u , comme on a vu plus haut. C'est dire que, dans la zone centrale, les courbes ont une allure symétrique par rapport à la droite $\alpha = 90^\circ$.

Variation de p : Les courbes de la figure 7 représentent la différence de pression statique entre la section de sondage (II) et la section de sortie du diffuseur rapportée à l'énergie $\rho g H$. La pression correspondant à $\varphi/\varphi_0 = 0,8$ est constante dans toute la section. Pour des débits plus faibles, la pression, qui est

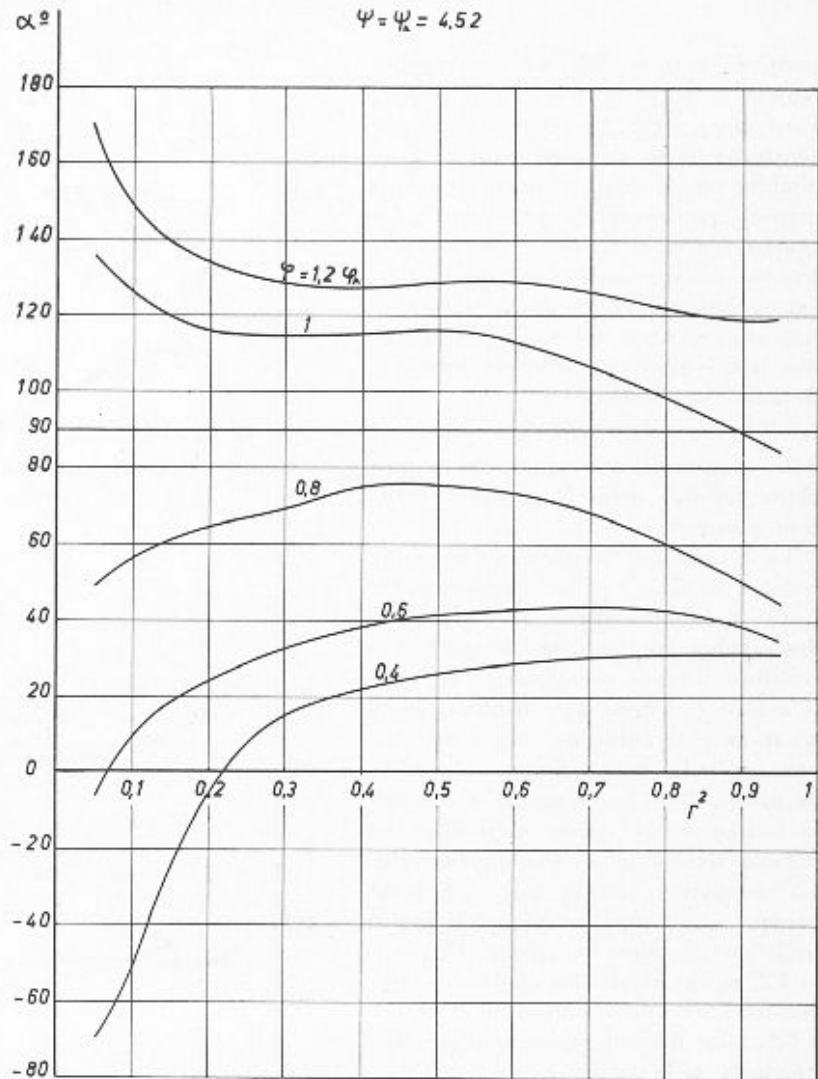


Fig. 6

$$\Psi = \Psi_0 = 4,52$$

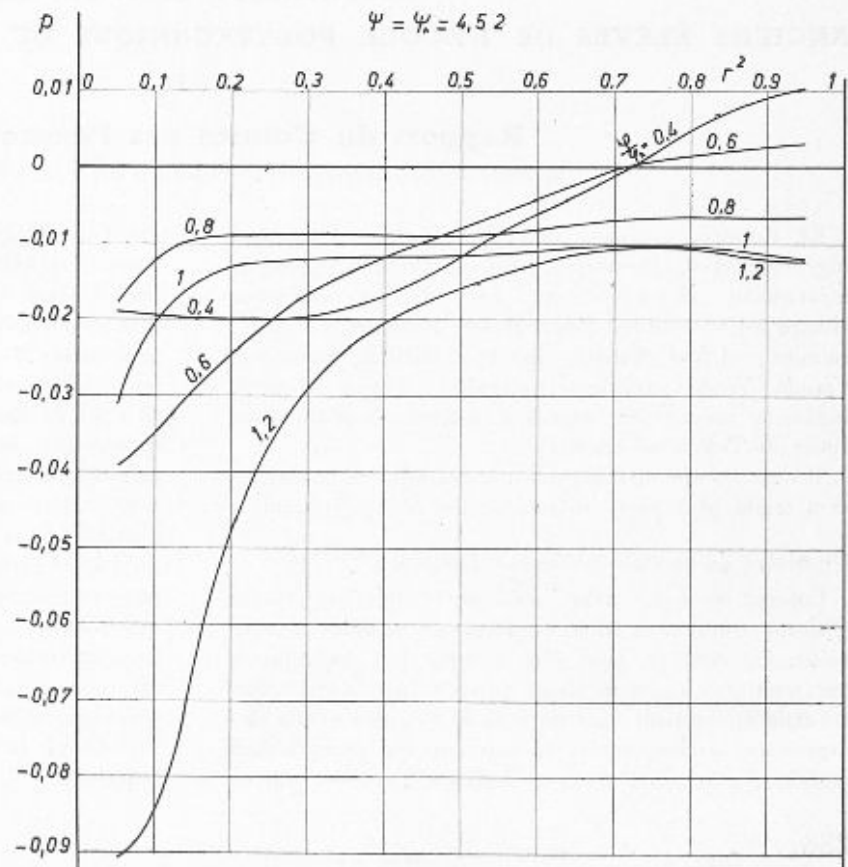


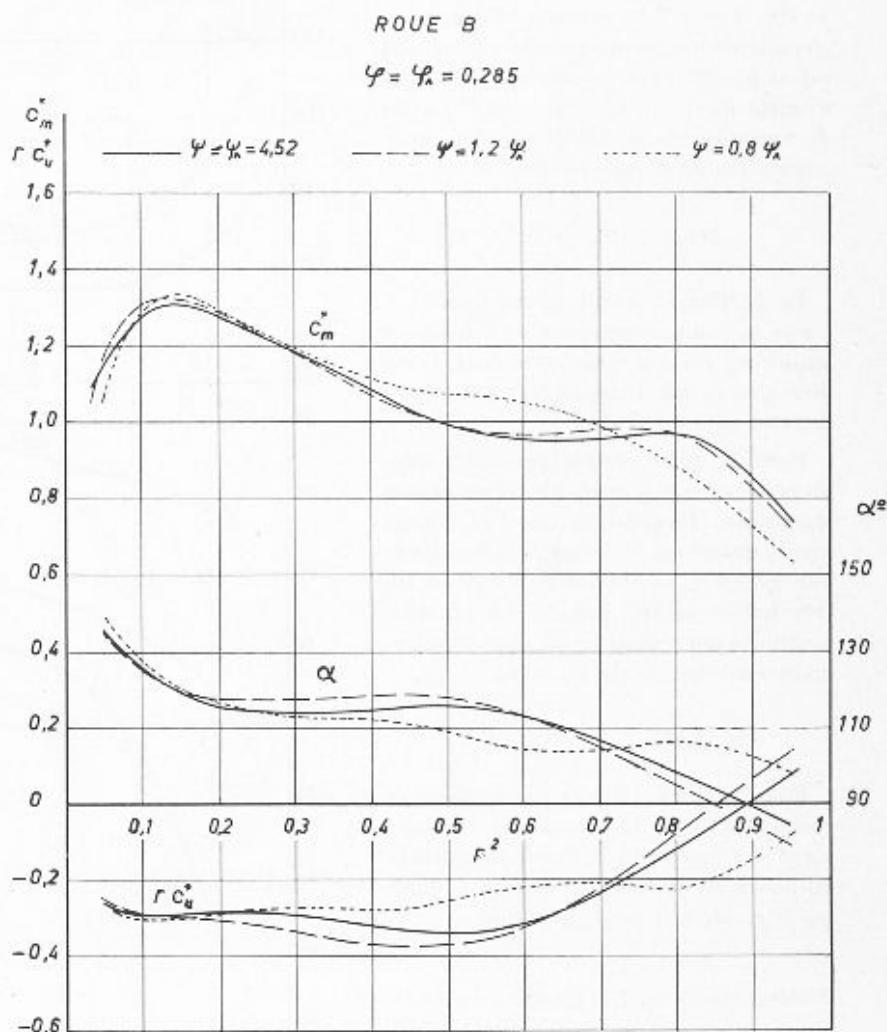
Fig. 7

positive à la périphérie, diminue régulièrement de la périphérie vers le centre. Pour $\varphi/\varphi_\lambda > 0,8$, la pression, qui est constante dans la zone périphérique, diminue vers le centre d'autant plus rapidement que les débits sont grands. La courbe de $\varphi/\varphi_\lambda = 1,2$ donne une pression très basse vers le centre, cette diminution exagérée de la pression a des conséquences importantes sur la formation de la torche dans le cas où le coefficient du vide σ devient assez faible.

3.2 ψ variable, φ constant, c'est-à-dire chute variable, débit et vitesse de rotation constants

La figure 8 montre que l'évolution des courbes de c_m^* , $r c_u^*$ et α , en variant ψ , est beaucoup moins marquée que l'évolution des courbes obtenues en variant φ . On constate d'après ces figures que, vers le centre, la vitesse méridienne devient d'autant plus faible qu'on s'écarte davantage de la chute sommet, en plus ou en moins. Dans le restant de la section, la courbe de la vitesse méridienne se déforme dans le même sens que la chute. La circulation pour $\psi/\psi_\lambda = 0,8$ reste presque constante dans une grande partie de la section, alors que, pour $\psi/\psi_\lambda = 1$ et $1,2$, sa valeur absolue augmente légèrement pour une variation de r^2 de 0,1 à 0,5, puis diminue rapidement en s'approchant de la paroi.

(à suivre).



ASSOCIATION AMICALE DES ANCIENS ÉLÈVES DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE LAUSANNE

A³E³PL

Rapport du Comité sur l'exercice 1961

présenté à l'assemblée générale ordinaire du 9 juin 1962 à Lausanne

Le Comité, composé de MM. Maurice Cosandey, ingénieur civil, président; Marcel Dufour, ingénieur mécanicien, vice-président; Jean Grivat, ingénieur électricien, secrétaire; Edgar Robert, ingénieur chimiste, caissier; Alfred Stucky, directeur EPUL, membre; Claude Nicole, architecte, membre; Pierre Meystre, ingénieur mécanicien, membre, a tenu six séances au cours de l'exercice écoulé.

Il s'est occupé de la liquidation des affaires courantes et a traité plus particulièrement les objets suivants :

Protection du titre d'ingénieur et d'architecte

Comme vous le savez, certains techniciens suisses désirent conférer à leurs étudiants le diplôme d'ingénieur. Ce vœu ne peut être accepté par les milieux universitaires, car il ne ferait qu'accroître la confusion actuelle et rendrait vide de sens le Registre suisse des ingénieurs, architectes et techniciens, qui permet sous certaines conditions à un technicien d'accéder par le

mérite au rang d'ingénieur. Dans le but d'apporter une solution définitive à ce litige, l'Office fédéral de l'industrie, des arts et métiers et du travail a proposé récemment une révision de la loi fédérale sur la formation professionnelle. Dans un article 45 nouveau, il définit les écoles techniques supérieures et propose, à l'article 45, la dénomination « d'ingénieur technicien ETS » et « architecte technicien ETS ». L'article 56 fixe le principe d'arrêt ou d'amende vis-à-vis d'un usurpateur du titre ci-dessus. Cette procédure, qui est la seule possible dans les circonstances actuelles, aurait le mérite de permettre le maintien du Registre. Elle n'est pas entièrement satisfaisante et ne contente pas ceux qui désirent une réglementation de l'ensemble des professions techniques. Pour le moment, cette proposition est énergiquement combattue par les associations d'anciens élèves des techniciens. Il est probable que l'OFIAMT la proposera cet automne aux Chambres fédérales.