

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 63 (1937)
Heft: 22

Artikel: Calcul de la contraction causée par une vanne plane dans le cas d'un écoulement dénoyé
Autor: Fawer, Carlos
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-48471>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 30.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Calcul de la contraction causée par une vanne plane dans le cas d'un écoulement dénoyé¹

par M. CARLOS FAWER, ingénieur².

(Suite et fin).¹

d) Vérification expérimentale du champ d'écoulement obtenu par le calcul hydrodynamique.

Application pratique.

(Voir figure 25 le résultat du calcul dont nous donnons ci-dessous le développement.)

Données de l'expérience et du calcul :

Vanne verticale	$\alpha = 90^\circ$
Ouverture de la vanne	$a = 3,00$ cm.
Retenue amont	$h_1 = 28,57$ »
Largeur du canal	$b = 30,1$ »

Résultats du calcul	$Q = 12,72$ l/s.	$\mu = 0,613$.
Résultats de l'expérience	$Q = 12,95$ l/s.	$\mu = 0,627$.
Approximation	$- 1,8 \%$	$- 2,2 \%$.

Marche du calcul.

Après lecture de la contraction $\mu = 0,613$ sur nos graphiques, le premier travail consiste à fixer la position du point N_1 sur la demi-circonférence du plan ζ .

Dès lors, nous appliquons tout simplement les trois formules essentielles suivantes :

$$f = \varphi + i\psi = \frac{q}{\pi} \lg \left[-\frac{1}{2} \left(\zeta + \frac{1}{\zeta} \right) \right] \quad (8)$$

$$\omega = \delta + i\tau = \frac{iz}{\pi} \lg \left(\frac{\zeta_1 - \zeta}{\zeta_1 + \zeta} \right) \left(\frac{1 + \zeta_1 \zeta}{1 - \zeta_1 \zeta} \right) \quad (9)$$

¹ Voir *Bulletin technique* du 11 septembre 1937, page 245.

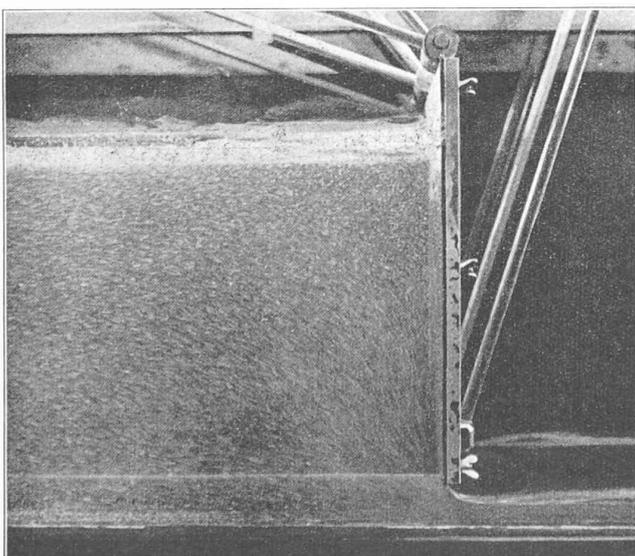


Fig. 20. — Ecoulement sous une vanne plane verticale. (Photographie prise au Laboratoire d'hydraulique de l'Ecole d'ingénieurs de l'Université de Lausanne.)

$$z - z_0 = \frac{q}{\pi} \int_1^{\zeta} e^{i\omega(\zeta)} \frac{\zeta^2 - 1}{\zeta^2 + 1} \frac{d\zeta}{\zeta} \quad (10)$$

La détermination du potentiel φ sur les 3 lignes de courant ci-après donne déjà une bonne image de la figure d'écoulement.

- $\psi = q$ les parois et le jet
- $\psi = 1/2 q$ le radier
- $\psi = 3/4 q$ une ligne de courant intermédiaire.

En donnant à f des valeurs particulières (par exemple des valeurs à cotes rondes de φ sur une ligne de courant donnée), la fonction (8) permet de tracer le correspondant dans le plan ζ d'où se déduit la fonction ω et ensuite par intégration, la position cherchée dans le plan z .

Remarquons que le chemin d'intégration de la formule (10) de z part du point P_1 où $\psi = q$. Nous atteignons un point quelconque d'une ligne de courant en intégrant d'abord le long d'une équipotentielle passant par P_1 , (soit $\varphi = 0$) et ensuite le long de la ligne de courant en question.

Enfin, pour simplifier, nous rapportons toutes les longueurs à $a = 3$ cm et posons donc

$$a = 1 \quad h_1 = 9,52 \quad h_2 = \mu \quad \alpha = \frac{\pi}{2}$$

1° Position de N_1 ($\zeta_1 = e^{i\sigma_1}$) sur la demi-circonférence du plan ζ .

Comme $V = 1$ sur λ_1 , le débit est $\frac{q}{2} = 0,613$ d'où V_∞ amont = $\frac{0,613}{9,52} = 0,0643$. Or l'expression de V_∞ est

$$V_\infty = \left(\frac{\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\sigma_1}{2} \right)}{\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\sigma_1}{2} \right)} \right)^{\frac{1}{2}} = 0,0643 \quad \text{d'où}$$

$$\sigma_1 = 82^\circ 38' 12'' \quad \text{c'est-à-dire} \quad \zeta_1 = \zeta_1 + i\tau_1 = 0,1282 + 0,992 i$$

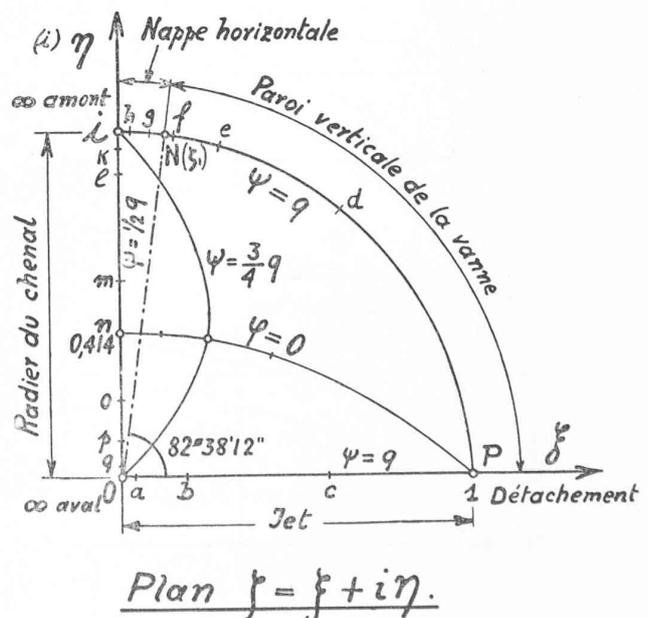


Fig. 21.

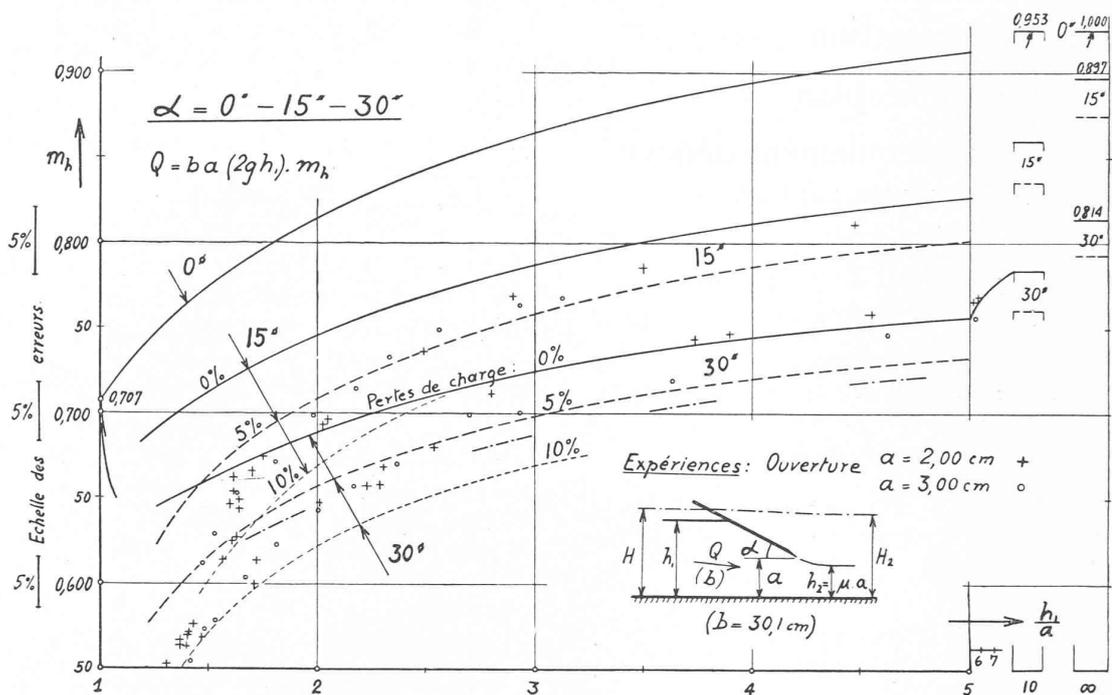


Fig. 17. — $\alpha = 0^\circ - 15^\circ - 30^\circ$. Coefficients de débit m_h donnés en fonction du rapport $\frac{h_1}{a}$. Résultats du calcul hydrodynamique et des expériences (m_h est déduit de la mesure de h_1 et du débit déterminé par jaugeage). Pour $\alpha = 30^\circ$, voir pertes de charge sur la figure 14.

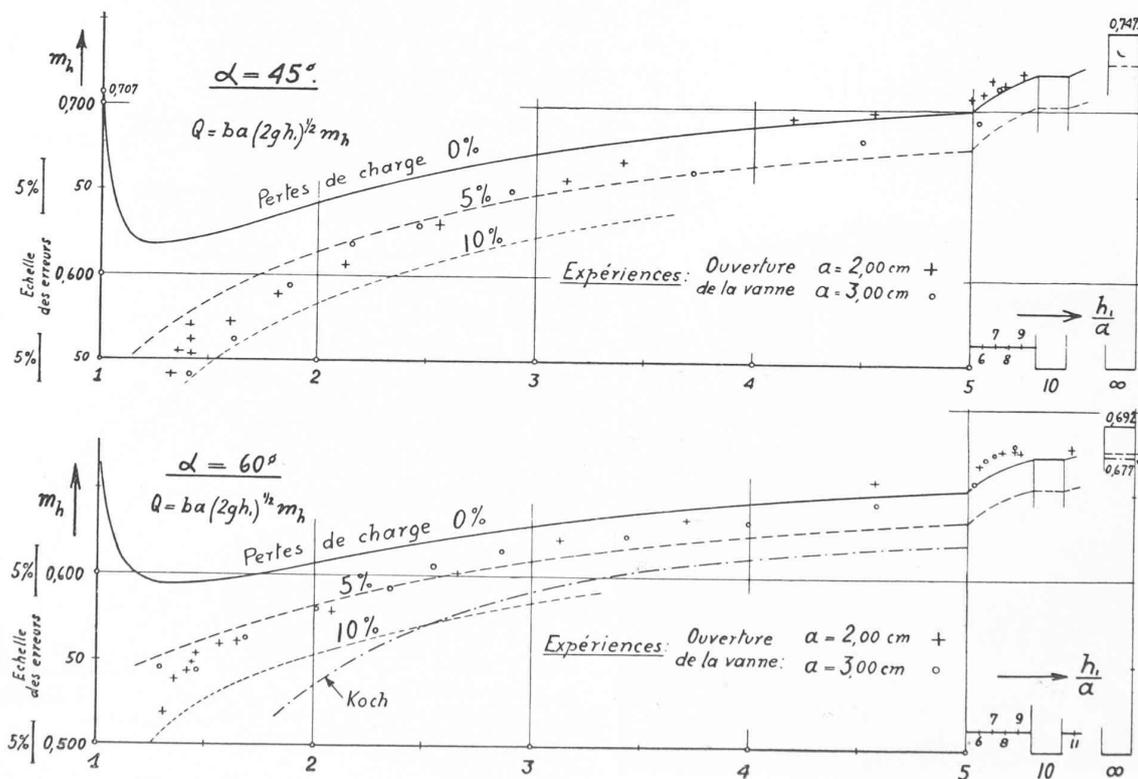


Fig. 18. — $\alpha = 45^\circ - 60^\circ$. (Voir légende sur figure 17.) Voir, figure 15, pertes de charge observées.

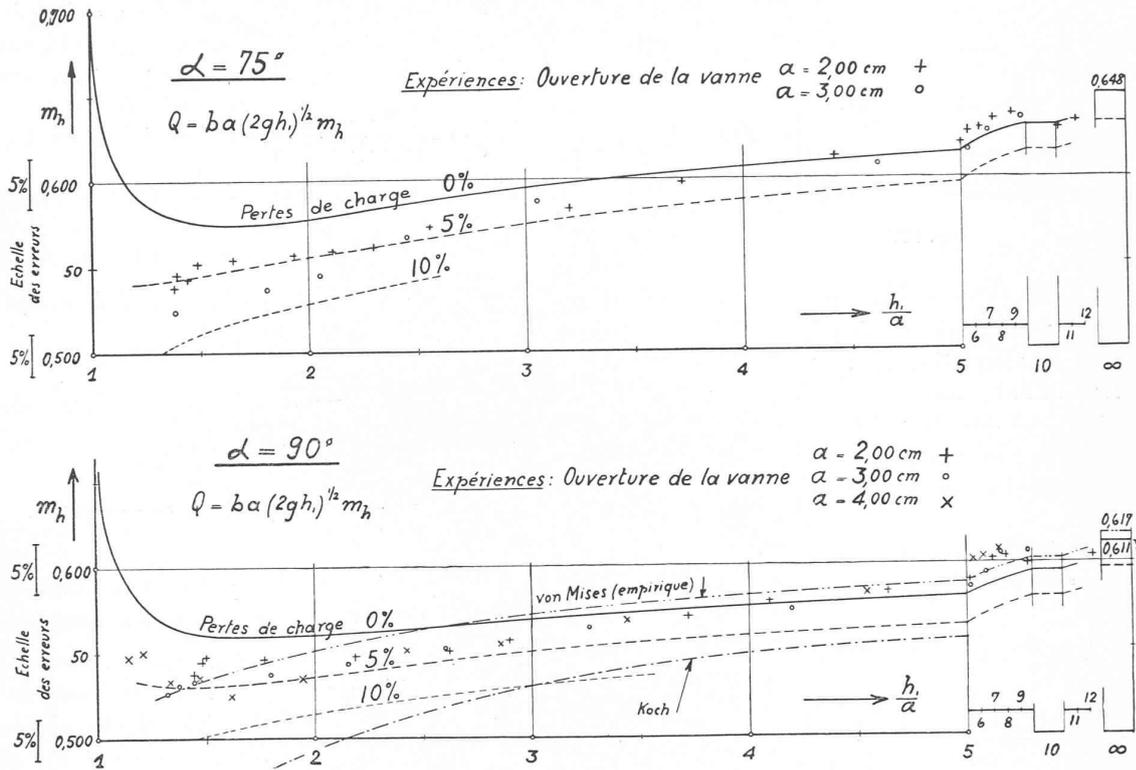


Fig. 19. — $\alpha = 75^\circ - 90^\circ$. (Voir légende sur figure 17.)
 Voir, figure 16, perte de charge observées.

2° Parois. (Fig. 22.)

Fonction f : $\psi = q, \zeta = e^{i\sigma}$, l'éq. (8) se réduit à

$$\varphi = \frac{q}{\pi} \lg \cos \sigma.$$

Fonction ω : $\delta = -\alpha$ et 0. La vitesse sur la paroi est

$$V = \left(\frac{\operatorname{tg} \frac{\sigma_1 - \sigma}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\sigma_1 + \sigma}{2}} \right)^{1/2}.$$

Fonction z :

$$N_1 P_1 \quad y - 1 = + \frac{q}{\pi} \int_0^\sigma \frac{\operatorname{tg} \sigma \, d\sigma}{V} \quad x = 0$$

$$N_1 \text{ à } \infty \text{ amont} \quad x = - \frac{q}{\pi} \int_{\sigma_1}^\sigma \frac{\operatorname{tg} \sigma \, d\sigma}{V} \quad y = h.$$

$q = 1,226$

En donnant à σ des accroissements finis $\Delta\sigma$, on établit de proche en proche la correspondance entre z et σ .

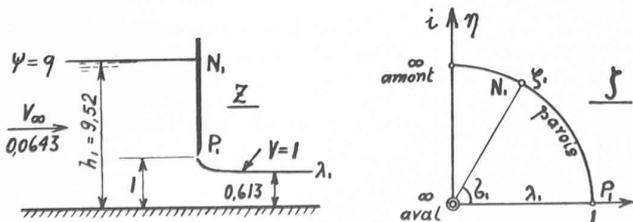


Fig. 22.

Nous vérifions que $h_1 = 9,52$ pour une intégration de $y - 1$ portant jusqu'à $\sigma = \sigma_1$. Le calcul demande quelques précautions aux environs de $\sigma = \sigma_1$ et de $\sigma = \frac{\pi}{2}$, car à une faible variation de σ correspond un accroissement infini de z .

3° Frontières du jet.

Fonction f : $\psi = q \quad \zeta = \xi \quad \eta = 0$

$$\varphi = \lambda = \frac{q}{\pi} \lg \frac{1}{2} \left(\xi + \frac{1}{\xi} \right) \quad \text{d'où} \quad \frac{1}{\xi} = e^{\frac{\varphi\pi}{q}} + \left(e^{\frac{2\varphi\pi}{q}} - 1 \right)^{1/2}.$$

Fonction ω : ω réel = $\delta \quad V = 1 \quad \tau = \lg V = 0$

$$\delta = \frac{i}{2} \lg \left(\frac{\zeta_1 - \xi}{\zeta_1 + \xi} \right) \left(\frac{1 + \zeta_1 \xi}{1 - \zeta_1 \xi} \right) = \frac{i}{2} \lg (a + bi)$$

c'est-à-dire que

$$\cos(-2\delta) + i \sin(-2\delta) = a + bi.$$

Nous vérifions que $a^2 + b^2 = 1 \quad (V = 1)$.

Fonction z :

$$x = \frac{q}{\pi} \int_1^\xi \frac{\xi^2 - 1}{\xi^2 + 1} \frac{d\xi}{\xi} \cos \delta$$

$$y - 1 = \frac{q}{\pi} \int_1^\xi \frac{\xi^2 - 1}{\xi^2 + 1} \frac{d\xi}{\xi} \sin \delta.$$

L'intégration rigoureuse étant impossible, on calcule x et y par approximation.

Nous vérifions qu'en intégrant jusqu'à $\xi = 0, \quad y = 0,613$.

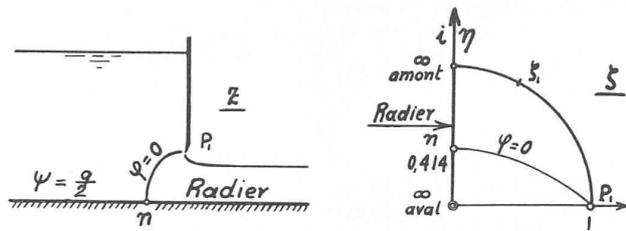


Fig. 23.

4° Radier. (Fig. 23.)

Détermination préliminaire de l'équipotentielle $\varphi = 0$.

L'intégration de z (équation 10) ne peut se faire qu'en partant d'un point fini connu à la fois dans le plan z et dans le plan ζ , c'est-à-dire du point de détachement P_1 . Nous atteignons le radier à partir de P_1 en choisissant par exemple l'équipotentielle $\varphi = 0$ comme chemin d'intégration.

Nous donnons à ψ des valeurs comprises entre q et $q/2$ sur le chemin $\varphi = 0$ et calculons la correspondance avec le plan ζ .

Fonction f : $\varphi = 0 \quad f = i\psi$. L'équation (8) devient finalement

$$\cos \frac{\psi}{q} = -\frac{1}{2} \zeta \left(1 + \frac{1}{\zeta^2 + \eta^2} \right) \quad \sin \frac{\psi}{q} = -\frac{1}{2} \eta \left(1 - \frac{1}{\zeta^2 + \eta^2} \right)$$

Fonctions ω et z :

Les valeurs ainsi déterminées de ζ sont introduites dans l'équation générale de ω ; l'équation (10) donne alors le chemin correspondant $\varphi = 0$ dans le plan z . Le radier est atteint à l'abscisse $x = -0,5875$. ($\zeta = 0, \eta = 0,414$.)

Nous connaissons donc un point du radier à distance finie dans le plan z et dans le plan ζ .

Radier :

Fonction f : $\psi = q/2 \quad \zeta = 0 \quad \zeta = i\eta$

$$\varphi = \frac{q}{\pi} \lg \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\eta} - \eta \right) \quad \text{d'où} \quad \eta = -e^{\frac{\varphi\pi}{q}} + \left(e^{\frac{2\varphi\pi}{q}} + 1 \right)^{\frac{1}{2}}$$

ω et z se calculent comme précédemment et on vérifie que ω est entièrement imaginaire ($\delta = 0$).

5° Ligne de courant intermédiaire. (Fig. 24.)

Fonction f : $\psi = \frac{3}{4} q$. Dans le plan ζ , la ligne est donnée par :

$$0,707 e^{2,56\varphi} = \frac{1}{2} \zeta \left(1 + \frac{1}{\zeta^2 + \eta^2} \right)$$

$$0,707 e^{2,56\varphi} = \frac{1}{2} \eta \left(-1 + \frac{1}{\zeta^2 + \eta^2} \right)$$

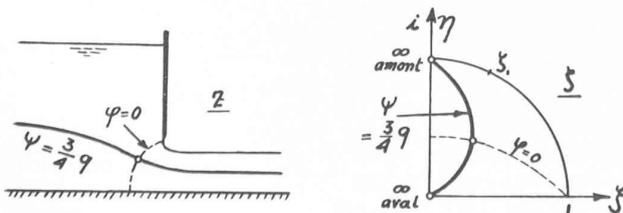


Fig. 24.

Fonction z : Après recherche de $\omega = \delta + i\tau$, la correspondance entre z et ζ s'exprime avantageusement à l'aide de l'équation (10) quelque peu transformée :

$$\frac{dz}{d\zeta} = \frac{q}{\pi} \frac{\zeta^2 - 1}{\zeta^2 + 1} \cdot \frac{1}{\zeta} \cdot \frac{1}{V} (\cos \delta + i \sin \delta) = A + iB$$

Nous suivons la ligne $\psi = \frac{3}{4} q$ dans le plan ζ et intégrons par différences finies à partir du point $\varphi = 0$, $\psi = \frac{3}{4} q$ déjà déterminé lors du calcul de la ligne $\varphi = 0$. Les variations dx et dy sont :

$$dx = Ad\zeta - Bd\eta \quad dy = Bd\zeta + Ad\eta$$

On vérifie qu'à l'infini

$$y = \frac{h_1}{2} \text{ en amont et } y = \frac{h_2}{2} \text{ en aval.}$$

Comparaison du champ des vitesses théoriques avec les valeurs relevées au moyen de la sonde sphérique.

La concordance des directions des vecteurs vitesses est très bonne. En revanche, l'intensité mesurée est un peu plus élevée que l'intensité calculée. L'écart peut s'expliquer comme suit : Les mesures ont été effectuées dans l'axe du chenal où la vitesse locale est supérieure à la vitesse rapportée à toute la largeur du chenal.

Remarquons qu'une mesure sérieuse de la vitesse au moyen de la sonde sphérique (diamètre = 11 mm) n'est possible qu'en des points où la vitesse est de 14 cm/s au moins ($\frac{v^2}{2g} = 1 \text{ mm}$) et qui sont éloignés des parois de plus de 1 à 2 cm.

6. Conclusions.

Le calcul hydrodynamique, bien que reposant sur deux hypothèses hardies (accélération terrestre négligée, assimilation de la nappe amont à une paroi horizontale rigide), donne une bonne approximation de la contraction quand la retenue $\frac{h_1}{a}$ est suffisamment élevée, ou quand l'inclinaison de la vanne α est grande et la retenue quelconque.

Lorsque α et $\frac{h_1}{a}$ sont peu élevés, le simple calcul hydraulique que nous avons esquissé donne une allure plus fidèle des courbes de contraction que l'hydrodynamique.

Le débit se calcule avec avantage par l'intermédiaire des valeurs m_h fournies par l'hydrodynamique, à condition d'introduire des pertes de charge s'élevant au maximum à 10 %.

Enfin, l'hydrodynamique donne une image satisfaisante du mouvement à l'intérieur de la veine.

Fig. 25. — Ecoulement sous une vanne plane, verticale.

Champ des vitesses.

Résultats de calcul hydrodynamiques et de l'expérience.
(Pour la marche et le détail du calcul, voir texte.)

Eléments de base. (Echelles.)

Vitesses :

Hydrodynamique :

Jet $V = 1$ (Courbes φ et ψ à cette échelle)

$\mu = 0,613$ $V_{\infty \text{ amont}} = 0,0643$. (Voir texte)

Vitesse théorique réelle sur le jet (à l' ∞)

$$v = \left[\left(h_1 + \frac{v^2}{2g} - h_2 \right) 2g \right]^{1/2} = [(28,57 + 0,11 - 3,00 \times 0,613) 2g]^{1/2} = 229,2 \text{ cm/s.}$$

Facteur des vitesses hydrodynamiques : 229,2 cm/s.

Longueurs :

$$h_1 = 28,57 \text{ cm} \quad a = 3,00 \text{ cm} \quad \alpha = \frac{\pi}{2}.$$

Les longueurs s'expriment en adoptant a pour unité, d'où :

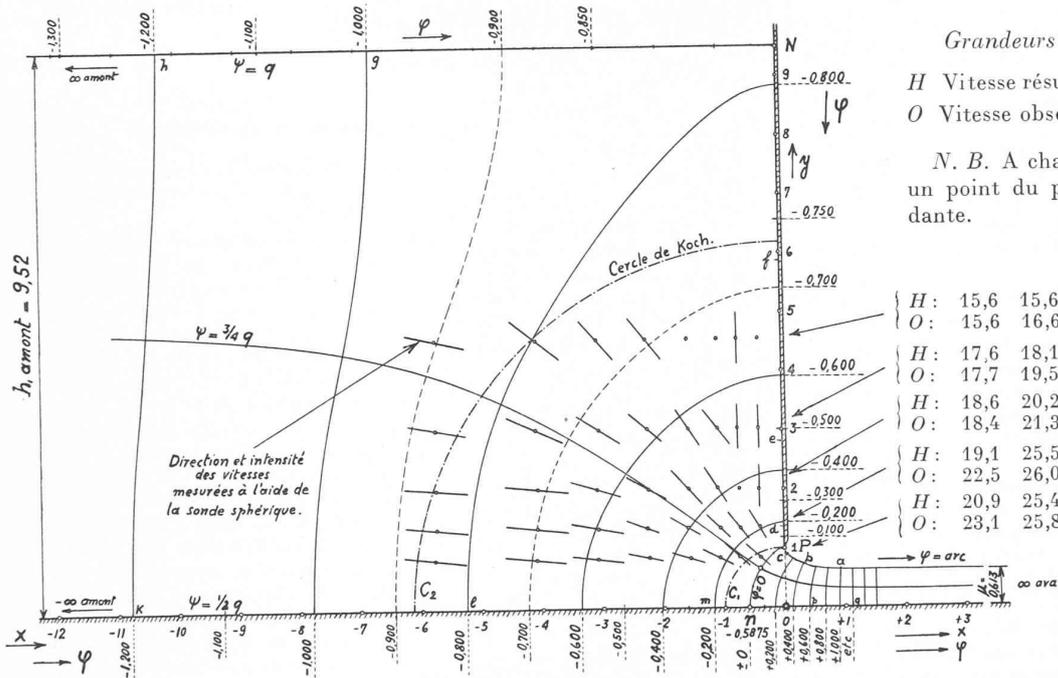
$$a = 1,00 \quad h_1 = 9,52.$$

Grandeurs des vecteurs vitesse (cm/s)

H Vitesse résultant du calcul hydrodynamique.
O Vitesse observée.

N. B. A chaque paire de chiffres correspond un point du plan sur l'horizontale correspondante.

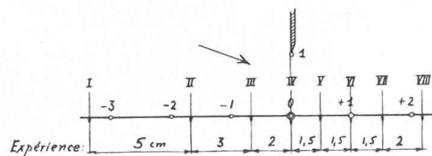
H :	15,6	15,6	15,6	15,6	15,7	15,7	15,8	16,5
O :	15,6	16,6	17,1	18,3	—	—	—	—
H :	17,6	18,1	19,1	23,2	26,4	28,6	29,3	29,5
O :	17,7	19,5	22,3	23,8	27,9	28,4	—	—
H :	18,6	20,2	26,5	33,0	43,9	45,5	46,7	49,0
O :	18,4	21,3	25,3	31,2	41,8	46,8	—	—
H :	19,1	25,5	30,3	32,7	41,2	58,3	68,8	80,6
O :	22,5	26,0	29,0	33,7	42,0	63,4	73,5	—
H :	20,9	25,4	30,0	36,1	49,2	60,0	76,4	106,0
O :	23,1	25,8	30,6	38,2	51,7	65,5	85,2	—



Vitesses sur le radier.

Les vitesses expérimentales sont déduites des pressions p observées (radier percé) en admettant la charge $H = 28,57 + 0,11 = 28,68$ cm.

d'où $\frac{v^2}{2g} = 28,68 - p_{\text{observé}}$



Abscisses : (Voir figure)	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	∞
Calcul	28,5	48,6	88,2	148,0	191,0	216,0	—	—	229,2
Expériences	31,0	51,2	94,5	151,2	194,8	217,1	224,7	228,2	—

Jet :

Théorie : $v = 229,2 \text{ cm/s}$

Exp : $v = \frac{12950}{3,0 \times 627 \times 30,1} = 228,7 \text{ cm/s}$

Infini amont :

Théorie : $0,0643 \times 229,2 = 14,75 \text{ cm/s}$

Exp : $v = \frac{12950}{28,57 \times 30,1} = 15,05 \text{ cm/s}$

Défense passive des grands barrages ¹

par M. Coyne.

Le conférencier ² expose que les progrès réalisés dans la vitesse, la charge utile et les rayons d'action des avions de guerre exposent tous les barrages de France, quelle que soit la situation géographique, aux risques de l'attaque aérienne.

¹ Conférence faite, le 11 juin 1937, à la Société des Ingénieurs civils de France. Compte rendu publié dans les « Procès-verbaux » de ladite Société!

² Eminent constructeur de barrages, aux vues singulièrement novatrices.

Or, en ce qui concerne les barrages le risque est double : — comme il s'agit, la plupart du temps, de barrages fournissant la force motrice, on a d'abord à redouter l'interruption de l'exploitation, qui peut être fort longue, et il ne faut pas oublier que plus de la moitié de l'énergie consommée en France en temps de paix est fournie par les chutes d'eau, et que cette source d'énergie est de beaucoup la plus sûre en temps de guerre.

D'autre part, une avarie grave ou une rupture de barrage entraîne l'inondation de la vallée, et, en général, d'énormes ravages.