

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 83 (1957)
Heft: 10

Artikel: Les pertes de charge dans les écoulements au travers de branchements en té
Autor: Gardel, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-62782>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 26.01.2026

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

BULLETIN TECHNIQUE DE LA SUISSE ROMANDE

Abonnements:	
Suisse: 1 an, 26 francs	
Etranger: 30 francs	
Pour sociétaires:	
Suisse: 1 an, 22 francs	
Etranger: 27 francs	
Prix du numéro: Fr. 1.60	
Ch. post. « Bulletin technique de la Suisse romande »	
N° II. 57 75, à Lausanne.	
Addresser toutes communications concernant abonnements, changements d'adresse, expédition à Imprimerie La Concorde, Terreaux 31, Lausanne	
Rédaction	
et éditions de la S. A. du Bulletin technique (tirés à part), Case Chauderon 475	
Administration de la S.A. du Bulletin Technique	
Ch. de Roseneck 6 Lausanne	

Paraissant tous les quinze jours

Organe de la Société suisse des ingénieurs et des architectes, des Sociétés vaudoise et genevoise des ingénieurs et des architectes, de l'Association des Anciens élèves de l'Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne et des Groupes romands des anciens élèves de l'Ecole polytechnique fédérale

Comité de patronage — Président : J. Calame, ingénieur, à Genève ; Vice-président : † G. Epitaux, architecte, à Lausanne — Membres : Fribourg : MM. H. Gicot, ingénieur M. Waeber, architecte — Vaud : MM. A. Gardel, ingénieur ; A. Chevalley, ingénieur ; E. d'Okolski, architecte ; Ch. Thévenaz, architecte — Genève : MM. Cl. Grosgrain, architecte ; E. Martin, architecte — Neuchâtel : MM. J. Béguin, architecte ; R. Guye ingénieur — Valais : MM. G. de Kalbermatten, ingénieur ; D. Burgener, architecte.

Rédaction : D. Bonnard, ingénieur. Case postale Chauderon 475, Lausanne.

Conseil d'administration de la Société anonyme du Bulletin technique : A. Stucky, ingénieur, président ; M. Bridel ; † G. Epitaux, architecte ; R. Neeser, ingénieur.

Tarif des annonces

1/1 page	Fr. 275.—
1/2 »	» 140.—
1/4 »	» 70.—
1/8 »	» 35.—

ANNONCES SUISSES S. A.
(ASSA)



Place Bel-Air 2. Tél 223326
Lausanne et succursales

SOMMAIRE : Les pertes de charge dans les écoulements au travers de branchements en té (suite et fin), par A. GARDEL, ingénieur-conseil, Dr ès sciences techniques. — Les procédés Neidhart et leurs applications à l'industrie, par F. TSCHUMI, ingénieur, Vevey. — CORRESPONDANCE : Ponts de béton ou ponts de fer. — DIVERS : Une brillante carrière. — BIBLIOGRAPHIE. — LES CONGRÈS. — SERVICE DE PLACEMENT. — DOCUMENTATION GÉNÉRALE. — NOUVEAUTÉS, INFORMATIONS DIVERSES.

COMMUNICATIONS DU LABORATOIRE D'HYDRAULIQUE DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE LAUSANNE
Directeur : M. le professeur A. STUCKY — Directeur-adjoint : M. le professeur D. BONNARD

LES PERTES DE CHARGE DANS LES ÉCOULEMENTS AU TRAVERS DE BRANCHEMENTS EN TÉ

par A. GARDEL, ingénieur-conseil, Dr ès sciences techniques

(Suite et fin.) *

5. Charges pour écoulements non fractionnés

Les grandeurs h_β , h_γ , etc., seront dorénavant munies d'un deuxième indice caractérisant la valeur de q_β à laquelle elles correspondent.

Ainsi : ${}_0 h_\beta$ sera la valeur de h_β pour $q_\beta = 0$

${}_{+1} h_\gamma$ sera la valeur de h_γ pour $q_\beta = +1$

${}_{-1} h_\beta$ sera la valeur de h_β pour $q_\beta < 0$.

a) *Écoulement direct. $q_\beta = 0$*

Le tableau B indique les valeurs de ${}_0 h_\beta$ et ${}_0 h_\gamma$ obtenues lors de nos essais, ainsi que les valeurs provenant des essais de Munich.

Comme on pouvait s'y attendre, on constate que ${}_0 h_\beta$ est voisin de -1 et ${}_0 h_\gamma$ voisin de 0 .

La dispersion des valeurs de ${}_0 h_\beta$ est assez forte, particulièrement dans les essais exécutés à Lausanne (ce qui s'explique par les défauts déjà mentionnés des arrondis).

* Voir *Bulletin technique* du 27 avril 1957, page 123.

On ne discerne pas d'effet précis de δ ou φ . Cependant, lorsque φ diminue, ${}_0 h_\beta$ se rapproche de -1 (il tombe même parfois au-dessous, mais cela paraît une anomalie). La valeur moyenne des essais exécutés à Lausanne est $-0,93$; celle des essais de Munich est $-0,96$. Nous avons donc admis par la suite (fig. 17) :

$${}_0 h_\beta = -0,95 \quad {}_0 p_\beta = {}_0 p_\alpha + 0,05$$

La prise piézométrique constituée par le débouché de la branche β indique un peu plus que la pression ${}_0 p_\alpha$ (c'est peut-être l'effet du remous qui se produit devant ce débouché).

La valeur de ${}_0 h_\gamma$ semble plus élevée, lorsque δ s'écarte de 90° , ce qui s'expliquerait bien par l'augmentation du trou fait par la branche β dans la canalisation constituée par les branches α et γ . Pour $\delta = 90^\circ$, la valeur moyenne de ${}_0 h_\gamma$ est $-0,03$. La moyenne de l'ensemble des valeurs est $-0,05$. Pour nous rapprocher du cas le plus fréquent $\varphi = 1$, $\delta = 90^\circ$, nous avons par la suite admis (fig. 17) :

$${}_0 h_\gamma = -0,03 \quad {}_0 p_\gamma = {}_0 p_\alpha - 0,03$$

(perte due à la solution de continuité provoquée par le débouché de la branche β).

¹ Abstraction faite de l'essai 5 qui donne une valeur exagérée : ${}_0 h_\gamma$ doit tendre vers zéro en même temps que φ .

TABLEAU B

Charges mesurées pour écoulement direct

N°	Laboratoire	φ	δ	ρ	${}_0 h_\beta$	${}_0 h_\gamma$
1	Lausanne	1,00	90°	0,10	— 0,91	— 0,06
2		0,69	90°	0,02	— 0,91	— 0,03
3		0,44	90°	0,04	— 0,96	— 0,04
4		0,28	90°	0,04	— 1,05	— 0,03
5		0,16	90°	0,03	— 1,05	— 0,08
6		1,00	45°	0,10	— 1,00	— 0,09
7		1,00	60°	0,08	— 0,87	— 0,08
8		1,00	75°	0,12	— 0,85	— 0,05
9		1,00	105°	0,12	— 0,86	— 0,04
10		1,00	120°	0,08	— 0,90	— 0,06
11		1,00	135°	0,10	— 0,89	— 0,09
12	Munich	1,00	90°	0	— 0,99	— 0,02
13		1,00	90°	0,10	— 0,96	0
14		1,00	45°	0	— 0,96	— 0,04
15		1,00	45°	0,10	— 0,96	— 0,05
16		1,00	60°	0	— 0,97	— 0,04
17		1,00	60°	0,10	— 0,97	— 0,04
18		1,00	120°	0	—	— 0,05
19		1,00	120°	0,10	—	— 0,05
20		1,00	135°	0	—	— 0,04
21		1,00	135°	0,10	—	— 0,04

b) Ecoulement entièrement dévié vers la branche latérale,
 $q_\beta = +1$

Les résultats obtenus, à Lausanne et à Munich, sont groupés dans le tableau C¹. Ils sont également représentés à la figure 20.

Les valeurs de $+1h_\beta$ dépendent des trois paramètres φ , δ et ρ .

L'effet de l'arrondi est très sensible, particulièrement lorsque ρ est voisin de zéro. Il est évident que si ρ est élevé

¹ Nous n'avons pas indiqué ici des valeurs obtenues à Munich pour $\varphi = 0,12$. Avec $\rho = 0$, elles sont de l'ordre de — 45 pour h_β ce qui est manifestement exagéré (même en admettant une contraction complète à l'entrée de la branche β , on ne trouverait que $h_\beta = -27$).

TABLEAU C

Charges mesurées pour écoulement $q_\beta = +1$

N°	Laboratoire	φ	δ	ρ	$+1h_\beta$	$+1h_\gamma$	
1	Lausanne	1,00	90°	0,10	— 0,98	— 0,38	
2		0,69	90°	0,02	— 1,33	— 0,35	
3		0,44	90°	0,04	— 2,34	— 0,35	
4		0,28	90°	0,04	— 3,98	— 0,38	
5		0,16	90°	0,03	— 11,6	— 0,37	
6		1,00	45°	0,10	— 1,83	— 0,39	
7		1,00	60°	0,08	— 1,26	— 0,36	
8		1,00	75°	0,12	— 0,82	— 0,37	
9		1,00	105°	0,12	— 0,53	— 0,32	
10		1,00	120°	0,08	— 0,45	— 0,36	
11		1,00	135°	0,10	— 0,31	— 0,35	
12	Munich	1,00	90°	0	— 1,28	— 0,35	
13		1,00	90°	0,1	— 1,02	— 0,34	
14		1,00	90°	0,2	— 0,89	— 0,34	
15		1,00	45°	0,2	— 1,89	— 0,33	
16		1,00	60°	0,2	— 1,45	— 0,40	
17		1,00	120°	0	— 0,73	— 0,34	
18		1,00	120°	0,1	— 0,62	— 0,34	
19		1,00	120°	0,2	— 0,58	— 0,34	
20		1,00	135°	0	— 0,46	— 0,33	
21		1,00	135°	0,1	— 0,36	— 0,33	
22		1,00	135°	0,2	— 0,33	— 0,31	
23				0,34	120° 0	— 4,6	— 0,38
24				0,34	120° 0,06	— 3,2	— 0,38
25				0,34	135° 0	— 5,0	— 0,35
26				0,34	135° 0,06	— 3,3	— 0,31

(par exemple 0,2) l'entonnement de l'eau dans la branche β est bon et la contraction tend à disparaître. Par raison de similitude, c'est le rapport du rayon r du congé au diamètre de la branche β (et non α) qui devrait intervenir, c'est-à-dire $\rho/\sqrt{\varphi}$. Pour obtenir une variation suffisamment rapide de $+1h_\beta$ en fonction de ρ , nous admettrons que l'expression de $+1h_\beta$ comprend un facteur de la forme $(1 - A \sqrt{\rho/\varphi})$. Les résultats expérimentaux montrent que A est de l'ordre de 0,7 à 0,9. Nous avons choisi 0,9 qui

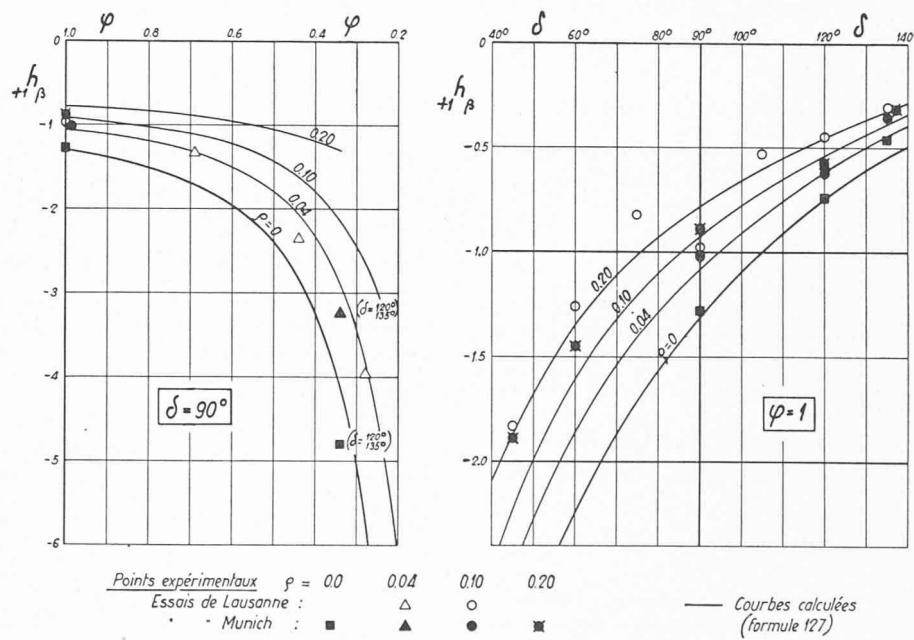


Fig. 20. — Charges $+1h_\beta$ mesurées dans le cas de l'écoulement entièrement dévié, $q_\beta = +1$.

correspond mieux aux valeurs observées pour $\varphi = 1$ et $\delta = 90^\circ$.

L'*effet de la diminution de section* est, pour $\rho = 0$, analogue à une contraction complète. Si l'on prend le coefficient de contraction connu $\mu = 0,61$ et si l'on ajoute à la perte par épanouissement brusque (Borda) l'énergie cinétique dans la branche α (perdue à cause du changement de direction), on trouve :

$$+1h_\beta = - \left(1 + \frac{0,37}{\varphi^2} \right).$$

Mais, ainsi que les résultats obtenus le montrent, la contraction est moins marquée lorsque φ est voisin de 1, puisque l'arête du raccordement ne s'étend pas à toute la périphérie de l'entrée de la branche β . Le coefficient 0,37 doit dépendre de φ et nous écrivons

$$+1h_\beta = - \left(1 + \frac{0,4 - 0,1\varphi}{\varphi^2} \right).$$

Il paraît probable que l'*effet de l'angle δ* se fait sentir sur le premier terme (+1) de la parenthèse précédente, représentant l'énergie cinétique, et non sur le second terme qui caractérise la contraction. La dispersion des résultats est relativement forte ; mais il s'en dégage néanmoins nettement une loi de variation de $+1h_\beta$ en fonction de δ , du type $\cotg \frac{\delta}{2}$.

On constate que $(1,3 \cotg \frac{\delta}{2} - 0,3)$ correspond bien aux résultats expérimentaux.

La valeur de $+1h_\beta$ est ainsi définie par

$$+1h_\beta = - \left(1,3 \cotg \frac{\delta}{2} - 0,3 + \frac{0,4 - 0,1\varphi}{\varphi^2} \right) (1 - 0,9 \sqrt{\rho/\varphi}). \quad (1)$$

C'est avec cette formule qu'ont été tracées les courbes de la figure 20. Quoique les différents coefficients ne soient pas connus avec une grande précision, cette formule permet d'apprécier de manière satisfaisante l'influence des divers paramètres.

La valeur de $+1h_\beta$ est indépendante des paramètres φ , δ et ρ ; c'est un fait qui, sans être surprenant, mérite d'être souligné. La moyenne des résultats donne (fig. 18) :

$$+1h_\gamma = -0,35 \quad (+1p_Y = +1p_\alpha + 0,65).$$

C'est le résultat déjà souligné ci-dessus (§4 a, 10) : la branche γ se comporte comme un tube de Pitot mesurant 65 % de l'énergie cinétique.

c) *Ecoulement provenant entièrement de la branche latérale,*

$$q_\beta = -1$$

Les résultats obtenus à Lausanne et à Munich sont groupés dans le tableau D ci-dessous. Ils sont également indiqués aux figures 21 et 22.

TABLEAU D

Charges mesurées pour écoulement $q_\beta = -1$

N°	Laboratoire	φ	δ	ρ	$-1h_\beta$	$-1h_\gamma$	$-1h_{\gamma\beta}$
1	Lausanne	1,00	90°	0,10	0,58	-0,32	0,90
		0,69	90°	0,02	1,47	-0,40	1,87
		0,44	90°	0,04	3,71	-0,79	4,50
		0,28	90°	0,04	9,34	-0,92	10,26
		0,16	90°	0,03	35,2	-0,90	36,1
6	Munich	1,00	45°	0,10	0,89	0,61	0,28
		1,00	60°	0,08	0,81	0,37	0,44
		1,00	75°	0,12	0,72	0,19	0,58
		1,00	105°	0,12	0,47	0,49	0,96
		1,00	120°	0,08	0,39	0,86	1,25
		1,00	135°	0,10	0,34	1,40	1,74
		1,00	90°	0	0,31	0,60	0,91
		1,00	90°	0	0,56	0,56	1,12
		1,00	90°	0,1	0,52	0,36	0,88
		1,00	90°	0,2	0,54	0,17	0,71
		0,34	90°	0	5,78	1,50	7,28
18		0,34	90°	0,06	5,74	1,38	7,12
		1,00	45°	0	0,91	0,54	0,37
		1,00	45°	0,1	0,94	0,58	0,36
		1,00	45°	0,2	0,97	0,61	0,36
		1,00	60°	0	0,83	0,18	0,65
		1,00	60°	0,1	0,82	0,29	0,53
		1,00	60°	0,2	0,84	0,35	0,49
		1,00	120°	0,2	0,40	0,86	1,26
		1,00	135°	0,2	0,24	1,14	1,38
		0,34	45°	0	8,5	2,9	5,6
26		0,34	45°	0,06	8,3	2,9	5,4
		0,34	60°	0	8,3	1,7	6,6
		0,34	60°	0,06	8,0	1,7	6,3
		0,34	60°	0,06	8,0	1,7	6,3

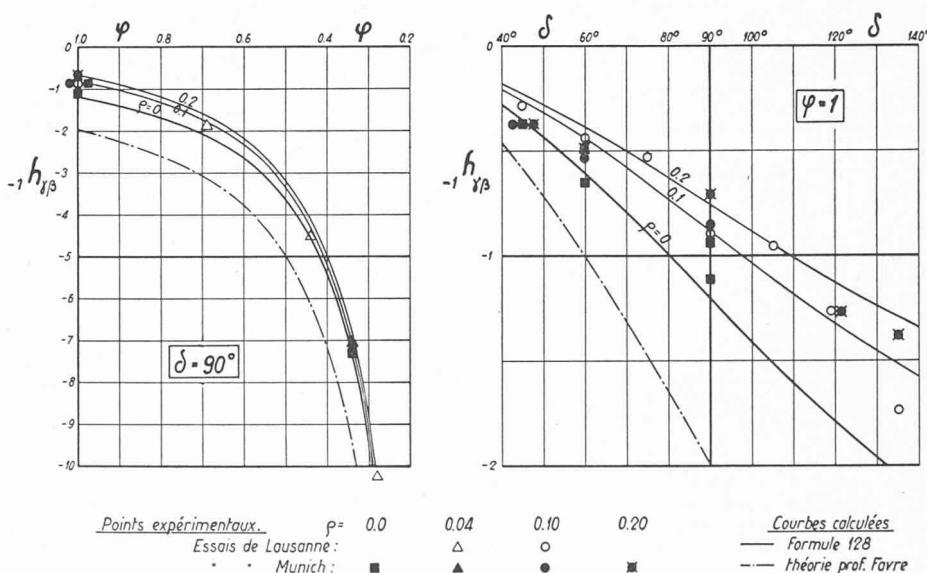


Fig. 21. — Charges $-1h_{\gamma\beta}$ mesurées dans le cas de l'écoulement provenant entièrement de la branche latérale, $q_\beta = -1$.

Pour ce type d'écoulement et pour $\rho = 0$, les résultats théoriques établis par M. le professeur Favre conduisent à :

$$-1h_\beta = \frac{1}{\varphi^2} \quad \rho = 0$$

$$-1h_Y = -1 + \frac{2 \cos \delta}{\varphi} \quad \rho = 0$$

$$-1h_{Y\beta} = -1 - \frac{1}{\varphi^2} + \frac{2 \cos \delta}{\varphi} \quad \rho = 0$$

Les courbes correspondant à ces relations sont indiquées en trait mixte sur les figures 21 et 22. On constate que l'écart existant entre ces courbes et les valeurs expérimentales, pour $\rho = 0$, n'est pas négligeable. En particulier pour $\varphi = 1,00$ et $\delta = 90^\circ$, la perte de charge le long de l'écoulement $-1h_{Y\beta}$ est de $-2,0$ selon la théorie et d'environ $-1,2$ selon l'expérience ; d'autre part, $-1h_\beta$ n'est pas indépendant de l'angle δ : pour $\varphi = 1,00$, la théorie donne $-1h_\beta = 1$, tandis que l'expérience conduit à des valeurs variant entre $0,9$ et $0,3$. Cela nous paraît démontrer que le recours à l'expérience est indispensable.

Nous mettrons d'abord la valeur théorique de $-1h_{Y\beta}$ sous la forme :

$$-1h_{Y\beta} = 2 \left(\frac{\cos \delta}{\varphi} - 1 \right) + \left(1 - \frac{1}{\varphi^2} \right),$$

dans laquelle le second terme représente la variation de l'énergie cinétique, c'est-à-dire approximativement la partie de la perte de charge qui ne dépend que de la variation de section ; l'effet de l'arrondi se fera alors sentir sur le premier terme.

Nous modifierons les coefficients de cette expression pour tenir compte des résultats expérimentaux obtenus avec $\rho = 0$:

$$-1h_{Y\beta} = 1,2 \left(\frac{\cos \delta}{\varphi} - 1 \right) + 0,8 \left(1 - \frac{1}{\varphi^2} \right).$$

En tenant compte ensuite de l'effet de l'arrondi, on obtient :

$$-1h_{Y\beta} = (1,2 - \sqrt{\rho}) \left(\frac{\cos \delta}{\varphi} - 1 \right) + 0,8 \left(1 - \frac{1}{\varphi^2} \right)$$

expression correspondant aux courbes du graphique 21, pour lesquelles ou bien $\varphi = 1$ ou bien $\delta = 90^\circ$.

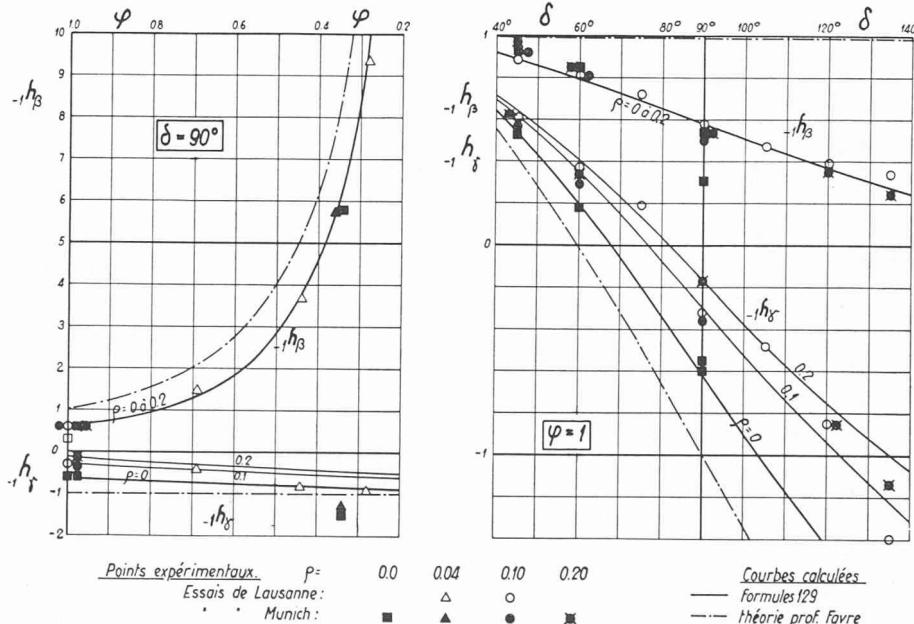


Fig. 22. — Charges $-1h_\beta$ et $-1h_Y$ mesurées dans le cas de l'écoulement provenant entièrement de la branche latérale, $q_\beta = -1$.

Mais l'examen des valeurs expérimentales obtenues avec $\rho < 1$ et $\delta \neq 90^\circ$ montre qu'il faut encore soustraire un terme $(1 - \varphi) \frac{\cos \delta}{\varphi}$ (ce qui ne modifie pas les courbes du graphique 21), d'où finalement :

$$\begin{aligned} -1h_{Y\beta} &= (1,2 - \sqrt{\rho}) \left(\frac{\cos \delta}{\varphi} - 1 \right) + \\ &+ 0,8 \left(1 - \frac{1}{\varphi^2} \right) - (1 - \varphi) \frac{\cos \delta}{\varphi}. \end{aligned}$$

Par ailleurs, on constate expérimentalement que la valeur de $-1h_\beta$ ne dépend pas de ρ (voir essais 13 à 23). Nous choisirons pour $-1h_\beta$ une forme analogue à celle de $-1h_{Y\beta}$, et telle que la somme donne pour $-1h_Y$ une forme correspondant également aux résultats expérimentaux :

$$\begin{aligned} (2) \quad -1h_\beta &= 1 + 0,42 \left(\frac{\cos \delta}{\varphi} - 1 \right) - 0,8 \left(1 - \frac{1}{\varphi^2} \right) + \\ &+ (1 - \varphi) \left(\frac{\cos \delta}{\varphi} - 0,38 \right) \\ -1h_Y &= 1 + (1,62 - \sqrt{\rho}) \left(\frac{\cos \delta}{\varphi} - 1 \right) - 0,38 (1 - \varphi). \end{aligned}$$

Les courbes correspondant à ces équations sont indiquées sur les figures 21 et 22.

6. Charges pour écoulements fractionnés

Il est évident que ces charges dépendent dans une large mesure des charges en régime non fractionné, c'est-à-dire des valeurs de h_β et h_Y définies au paragraphe précédent. Nous chercherons donc à exprimer les unes en fonction des autres et commencerons par examiner le cas $q_\beta < 0$ pour lequel M. le professeur Favre a établi une théorie.

a) *Ecoulement provenant de la branche latérale $q_\beta < 0$*

Les valeurs des charges établies théoriquement par M. le professeur Favre sont :

$$(3) \quad \begin{cases} -h_\beta = -1 - 2q_\beta + q_\beta^2 \left(\frac{1}{\varphi^2} - 1 \right) \\ -h_\gamma = 2q_\beta + q_\beta^2 \left(1 + \frac{2 \cos \delta}{\varphi} \right) \\ -h_{\gamma\beta} = 1 + 4q_\beta + q_\beta^2 \left[2 \left(1 + \frac{\cos \delta}{\varphi} \right) - \frac{1}{\varphi^2} \right]. \end{cases}$$

Si l'on considère que $-h_\gamma$ est la perte de charge entre les branches α et γ pour un débit q_β compris entre 0 et —1, on peut supposer, selon une suggestion de M. le professeur Gaden, que cette perte est la somme d'une perte de charge provenant du débit q_α de la branche α et d'une perte de charge provenant du débit q_β de la branche β . La perte de charge provenant de q_α est supposée proportionnelle à q_α^2 ; elle est alors égale au produit de q_α^2 par la perte de charge ${}_0 h_\gamma$ mesurée lorsque $q_\alpha = 1$. De même, la perte de charge due à q_β est admise égale à $q_\beta^2 \cdot {}_{-1} h_\gamma$. Ce calcul est représenté graphiquement par la figure 23. En tenant compte de ce que q_α est égal à $1 + q_\beta$, on aurait ainsi :

$$(4) \quad -h_\gamma = {}_0 h_\gamma (1 + q_\beta)^2 + {}_{-1} h_\gamma \cdot q_\beta^2$$

et des formes analogues pour $-h_\beta$ et $-h_{\gamma\beta}$.

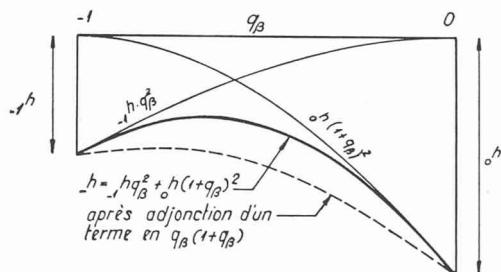


Fig. 23. — Calcul de la charge.

Des expressions (3), établies par M. le professeur Favre pour $-h_\beta$, $-h_\gamma$, $-h_{\gamma\beta}$, nous pouvons immédiatement déduire les valeurs de ${}_0 h_\beta$, ${}_0 h_\gamma$, ${}_0 h_{\gamma\beta}$ et ${}_{-1} h_\beta$, ${}_{-1} h_\gamma$, ${}_{-1} h_{\gamma\beta}$ en y faisant successivement q_β égal à 0 ou —1. En introduisant ces valeurs dans les relations du type (4), on retrouve l'expression donnée par M. Favre pour $-h_\beta$. Toutefois, pour $-h_\gamma$ et $-h_{\gamma\beta}$, nous constatons que pour obtenir les équations (3) il faut encore ajouter à (4) un terme en $q_\alpha q_\beta$, à savoir $2q_\beta (1 + q_\beta)$. On obtient ainsi les équations (5) identiques aux expressions (3) de M. Favre :

$$(5) \quad \begin{cases} -h_\beta = {}_0 h_\beta (1 + q_\beta)^2 + {}_{-1} h_\beta \cdot q_\beta^2 \\ -h_\gamma = {}_0 h_\gamma (1 + q_\beta)^2 + {}_{-1} h_\gamma \cdot q_\beta^2 + 2q_\beta (1 + q_\beta) \\ -h_{\gamma\beta} = {}_0 h_{\gamma\beta} (1 + q_\beta)^2 + {}_{-1} h_{\gamma\beta} \cdot q_\beta^2 + 2q_\beta (1 + q_\beta). \end{cases}$$

Pour les coefficients ${}_0 h_\beta$, ${}_{-1} h_\beta$, ${}_0 h_\gamma$, etc., il convient d'utiliser ceux obtenus expérimentalement et non les valeurs théoriques (dont on a vu au paragraphe 5 qu'elles doivent être retouchées). Sous cette réserve, l'expérience confirme de manière satisfaisante la première de ces équations; c'est elle qui a servi à tracer les courbes $-h_\beta$ pour $q_\beta < 0$ indiquées aux figures 6 à 16. Les écarts sont toujours faibles et peuvent provenir des imprécisions de l'expérience.

En ce qui concerne les deuxième et troisième équations (5), en $-h_\gamma$ et $-h_{\gamma\beta}$, les essais paraissent montrer que le coefficient 2 du troisième terme n'est pas exact. S'il est approximativement indépendant de δ , il varie avec φ et ne vaut 2 que lorsque φ est voisin de zéro. Pour $\varphi = 1$, il vaut environ 1.

On peut donc le remplacer par $(2 - \varphi)$, et l'on obtient les courbes tracées sur les graphiques 6 à 16.

Les valeurs des charges sont ainsi :

$$-h_\beta = {}_0 h_\beta (1 + q_\beta)^2 + {}_{-1} h_\beta \cdot q_\beta^2$$

$$(6) \quad -h_\gamma = {}_0 h_\gamma (1 + q_\beta)^2 + {}_{-1} h_\gamma \cdot q_\beta^2 + (2 - \varphi) q_\beta (1 + q_\beta)$$

$$-h_{\gamma\beta} = {}_0 h_{\gamma\beta} (1 + q_\beta)^2 + {}_{-1} h_{\gamma\beta} \cdot q_\beta^2 + (2 - \varphi) q_\beta (1 + q_\beta).$$

b) Ecoulement entrant dans la branche latérale, $q_\beta > 0$

On peut tout d'abord se demander si l'on ne devrait pas adopter des valeurs des charges assurant la continuité de la dérivée de la charge autour de la valeur $q_\beta = 0$. Pour étudier cette continuité, il est indispensable de rapporter les débits et charges au débit et à la charge dans une même branche, que q_β soit plus petit ou plus grand que zéro. En opérant de cette façon, on se rend compte qu'une telle continuité existe peut-être pour h_γ , mais que ce n'est certainement pas le cas pour h_β . Physiquement, le type même de l'écoulement étant différent de part et d'autre de $q_\beta = 0$, il ne semble pas y avoir de raison pour que la dérivée de la charge soit la même. Nous n'avons donc pas cherché à remplir cette condition.

Par analogie avec les formules établies pour $q_\beta < 0$, nous chercherons à définir les charges par des relations de la forme :

$$(7) \quad +h = {}_0 h (1 - q_\beta)^2 + {}_{+1} h q_\beta^2 + {}_{+A} \cdot q_\beta \cdot (1 - q_\beta).$$

Pour $+h_\beta$, le coefficient $+A_\beta$ est fonction de φ et δ . Pour $\varphi = 1$ et $\delta = 90^\circ$, il vaut environ —0,8. Une expression de $+A_\beta$ qui donne en moyenne une bonne correspondance avec l'expérience est :

$$(8) \quad +A_\beta = -0,4 \left(1 + \frac{1}{\varphi} \right) \cotg \frac{\delta}{2}.$$

Pour $-h_\gamma$, on obtient les mêmes valeurs en fonction de q_β quels que soient φ et δ , d'où :

$$+A_\gamma = +0,2.$$

Ces valeurs de $+h_\beta$ et $+h_\gamma$ permettent de tracer les courbes portées sur les graphiques 6 à 16.

c) Forme générale des relations définissant les charges

Les formules qui précèdent peuvent être réunies en une seule équation :

$$(9) \quad \boxed{\pm h_\psi = {}_0 h_\psi (1 \mp q_\beta)^2 + \pm {}_1 h_\psi q_\beta^2 + \pm A_\psi q_\beta (1 \mp q_\beta)}$$

où ψ peut être remplacé par β , γ ou $\gamma\beta$; dans le double signe, les signes supérieurs définissent le cas $q_\beta > 0$.

Les valeurs de ${}_0 h_\psi$ sont

$${}_0 h_\beta = -0,95 \quad {}_0 h_\gamma = -0,03 \quad {}_0 h_{\gamma\beta} = 0,92$$

Les valeurs de $\pm {}_1 h_\psi$ sont données par les équations (1) à (2), avec, en outre, ${}_+ h_\gamma = -0,35$.

Les valeurs de $\pm A_\psi$, tirées des relations (6) à (8) sont :

$$+A_\beta = -0,4 \left(1 + \frac{1}{\varphi} \right) \cotg \frac{\delta}{2} \quad -A_\beta = 0$$

$$+A_\gamma = 0,2 \quad -A_\gamma = 2 - \varphi$$

$$+A_{\gamma\beta} = 0,2 + 0,4 \left(1 + \frac{1}{\varphi} \right) \cotg \frac{\delta}{2} \quad -A_{\gamma\beta} = 2 - \varphi$$

7. Conclusions

Les essais que nous avons exécutés au Laboratoire d'hydraulique de l'Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne (et certains résultats publiés par le Laboratoire de Munich) nous ont permis de déterminer les pertes de charge se produisant dans divers types de raccordements en Té de conduites circulaires. Ces mesures ont porté à la fois sur les cas simples d'écoulements entièrement déviés et sur ceux d'écoulements fractionnés entre les branches du Té.

L'interprétation de ces résultats n'est guère possible par voie analytique dans le cas général. Cependant, dans le cas particulier de l'écoulement provenant entièrement de la branche latérale, cette analyse a été tentée par M. le professeur Favre, et nous a servi de base à l'établissement de formules empiriques plus générales. Nous avons en particulier établi les lois approximatives des pertes de charge correspondant à des débits fractionnés.

Ces résultats ont été par ailleurs appliqués au calcul des chambres d'équilibre¹ et ont permis de montrer que l'oscillation en masse est légèrement plus faible en tenant compte des pertes de charge effectives. Par contre, la stabilité du réglage d'une usine hydro-électrique est moins bien assurée qu'on ne pourrait le croire en tenant compte de l'effet de l'énergie cinétique

¹ La présente étude est une adaptation d'une partie de l'un des chapitres d'un ouvrage consacré au calcul de ces chambres, sous le titre « Chambres d'équilibre, analyse de quelques hypothèses usuelles, méthodes de calcul rapides », F. Rouge & Cie. Ed., Lausanne, 1956.

de l'eau de la galerie au droit de l'insertion de la chambre d'équilibre. Cet effet stabilisant peut être fréquemment réduit de 30 %, parfois même davantage.

En terminant cette étude, nous ne saurions manquer de remercier ici pour leurs conseils bienveillants, M. le professeur D. Bonnard, sous la direction duquel nous avons effectué les essais au Laboratoire d'hydraulique, et M. le professeur D. Gaden, dont les nombreuses suggestions nous ont été précieuses.

BIBLIOGRAPHIE

1. CRAYA : *Réflexions théoriques sur les pertes de charge dans les branchements à angles vifs, et confrontation avec certains résultats expérimentaux*. Communication à la Société hydrotechnique de France, 16 novembre 1948, voir Houille blanche A, 1949, p. 344.
2. FAVRE, H. *Sur les lois régissant le mouvement des fluides dans les conduites en charge avec adduction latérale*. Revue Universelle des Mines, décembre 1937.
3. JAEGER, CH. *Technische Hydraulik*. Birkhäuser, éd., Bâle 1949 (traduction française Dunod, éd., 1954).
4. KINNE, E. *Beiträge zur Kenntnis der hydraulischen Verluste in Abzweigstücken*. Mitt. des hydr. Instituts der Technischen Hochschule München, n° 4, 1931.
5. PETERMANN, F. *Der Verlust in schiefwinkligen Rohrverzweigungen*. Mitt. des hydr. Instituts der Technischen Hochschule München, n° 3, 1929.
6. RIED, G. *Rechnerische Ermittlung der Spiegelbewegung gedämpfter Wasserschlössern*. Wasserkrat u. wirtschaft, 1943.
7. VOGEL, G. *Untersuchungen über den Verlust in rechtwinkligen Rohrverzweigungen*. Mitt. des Hydr. Instituts der Technischen Hochschule München, n° 1, 1926, et n° 2, 1928.

LES PROCÉDÉS NEIDHART ET LEURS APPLICATIONS À L'INDUSTRIE

par F. TSCHUMI, ingénieur, Vevey

Il peut paraître superflu de reprendre aujourd'hui le détail des procédés Neidhart. Pourtant, par le fait que ces procédés utilisent les propriétés mécaniques du caoutchouc, ils touchent à un matériau dont la science n'a pas encore percé tous les mystères. Cela veut dire qu'il n'est certainement pas inutile d'examiner le problème à son origine.

L'origine, c'est une substance élastique et résistante, extraite par incision de plusieurs arbres ou lianes, de la famille des heveas, de l'Amérique, de l'Asie, de l'Afrique tropicales. Le produit obtenu, le latex, est coagulé sitôt après sa récolte. Mais il est rarement utilisé sous cette forme, étant à ce moment thermoplastique. Grâce au procédé de vulcanisation, le produit se stabilise et acquiert, en plus, des propriétés nouvelles.

On sait que la vulcanisation est une cuisson qui s'effectue en présence du soufre. Plus la teneur en soufre est grande et plus le produit devient dur. Indépendamment du soufre, un grand nombre d'ingrédients sont utilisés, qui permettent d'obtenir les qualités physiques et chimiques indispensables. Ces ingrédients, appelés aussi charges, permettent de réduire la teneur en caoutchouc des différents produits.

Le tableau 1 donne un aperçu de l'influence des charges sur la qualité du caoutchouc. On y voit l'influence du noir de carbone, qui augmente les propriétés mécaniques du caoutchouc et a permis à l'industrie du pneumatique, en particulier, de prendre l'essor que l'on connaît.

Le tableau 2, mélanges et ingrédients, permet de comparer la teneur en caoutchouc des différentes qualités, en même temps qu'il donne une idée de l'importance des charges et leur influence sur l'échelle des prix. En particulier, les produits de qualité moyenne utilisent dans une grande proportion des caoutchoucs régénérés provenant de résidus, vieux pneus, etc. Dans cette même catégorie, les charges de craie assurent à elles seules le 50 % du mélange. Ce sont ces charges secondaires et bon marché qui permettent la diffusion dans le commerce de la quantité d'articles utilitaires que nous employons à chaque instant.

Ce court préambule n'a d'autre but que de rendre l'ingénieur attentif à l'importance du choix du caoutchouc, surtout si l'on pense qu'au moment de son extraction, le latex n'est pas de qualité constante et que par l'adjonction des charges, les différents produits