

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande

Band: 95 (1969)

Heft: 2

Artikel: Stabilité de réglage des chambres d'équilibre: étude théorique et expérimentale de l'influence de l'énergie cinétique de la galerie au droit de la chambre (suite et fin)

Autor: Gardel, André

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-70219>

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: 19.07.2025

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

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 (SVIA)
de la Section genevoise de la SIA
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'EPF (Ecole poly-
technique fédérale de Zurich)

COMITÉ DE PATRONAGE

Président: E. Martin, arch. 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.; M. Mozer, arch.; J.-C. Ott, ing.
Neuchâtel: J. Béguin, arch.; M. Chevalier, 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; M. Cosan-
dey, ing.; J. Favre, arch.; A. Métraux, ing.; A. Rivoire,
arch.; J.-P. Stucky, ing.
Adresse: Avenue de la Gare 10, 1000 Lausanne

RÉDACTION

F. Vermeille, rédacteur en chef; E. Schnitzler, ingénieur, et
M. Bevilacqua, architecte, rédacteurs
Rédaction et Editions de la S.A. du « Bulletin technique »
Tirés à part, renseignements
Avenue de Cour 27, 1000 Lausanne

ABONNEMENTS

1 an	Suisse	Fr. 46.—	Etranger	Fr. 50.—
Sociétaires	»	» 38.—	»	» 46.—
Prix du numéro	»	» 2.30	»	» 2.50

Chèques postaux: « Bulletin technique de la Suisse romande »
N° 10 - 5775, Lausanne

Adresser toutes communications concernant abonnement, vente au
numéro, changement d'adresse, expédition, etc., à: Imprimerie
La Concorde, Terreaux 29, 1000 Lausanne

ANNONCES

Tarif des annonces:
1/1 page Fr. 495.—
1/2 » » 260.—
1/4 » » 132.—
1/8 » » 68.—



Adresse: Annonces Suisses S.A.
Place Bel-Air 2. Tél. (021) 22 33 26 1000 Lausanne et succursales

SOMMAIRE

Stabilité de réglage des chambres d'équilibre: Etude théorique et expérimentale de l'influence de l'énergie cinétique de
la galerie au droit de la chambre (suite et fin), par André Gardel, professeur EPF-L, ingénieur-conseil.
Bibliographie. — Carnet des concours. — Société suisse des ingénieurs et des architectes.
Documentation générale. — Informations diverses.

STABILITÉ DE RÉGLAGE DES CHAMBRES D'ÉQUILIBRE

ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DE L'INFLUENCE DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE DE LA GALERIE AU DROIT DE LA CHAMBRE (Suite et fin)¹

par ANDRÉ GARDEL, professeur à l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, ingénieur-conseil

4. Etude expérimentale

4.1 Généralités

Du moment où l'on veut étudier sur modèle réduit les oscillations dans une chambre d'équilibre, il est évidemment nécessaire de disposer d'une installation comportant:

- bassin amont à niveau constant représentant le lac;
- conduite sous pression constituant la galerie d'amenée;
- chambre d'équilibre, avec raccordement à la dite conduite;
- vannage aval.

Il n'est cependant pas indispensable que ces éléments soient l'image exacte de la réalité à une

échelle déterminée. La longueur et la section de la conduite peuvent être choisies librement à condition que les variations du niveau d'eau dans la chambre soient mesurées à une échelle convenable, représentative de l'énergie cinétique en jeu. Il faudra dès lors que la perte de charge de cette conduite représente celle de la galerie d'amenée à cette même échelle. Et pour que les échanges d'énergie au droit du raccordement entre chambre et galerie soient les mêmes au modèle et en réalité, il faudra aussi que les formes de cette zone d'insertion soient l'exacte reproduction les unes des autres.

S'agissant ici de rechercher une limite de stabilité, c'est-à-dire les conditions pour lesquelles de petites oscillations sont entretenues à puissance constante, il ne

¹ Voir *Bulletin Technique* N° 1 du 11 janvier 1969.

sera même plus nécessaire que la chambre ait au modèle une forme déterminée ; seule intervient la section horizontale dans la zone d'oscillation du niveau. L'amplitude même de ces oscillations est à première vue indifférente ; il faut cependant qu'elle soit suffisamment faible pour que l'on se trouve bien dans le cas théorique des petites oscillations (problème linéarisé, pertes de charges secondaires dans la chambre négligeables).

On peut encore relever qu'au lieu de se donner la chute au modèle et de rechercher la section de la chambre pour laquelle les oscillations sont entretenues, il est loisible de faire l'inverse : on se donne la section de la chambre et l'on cherche la chute pour laquelle les oscillations correspondent à une puissance constante. Au surplus, cela n'exige pas que cette chute soit effectivement réalisée au modèle : il suffit de connaître les variations du débit au vannage (c'est-à-dire aux turbines, ou, ce qui revient au même, à l'aval de la chambre) et les variations de charge qui leur correspondent dans la conduite forcée, au vannage ; un calcul immédiat donnera ensuite la chute pour laquelle ce produit est constant¹.

Il résulte de ce qui précède que l'on dispose d'une grande liberté dans le choix des dimensions du modèle réduit. Nous avons été guidés en fait par le désir d'avoir une perte de charge minimale de la galerie d'amenée ; on peut ensuite l'augmenter par interposition d'un étranglement localisé. Nous voulions, d'autre part, que la période d'oscillation fût suffisamment élevée pour réduire l'effet des inerties et frottements de l'appareillage de commande automatique. Ces conditions ont été réalisées de manière satisfaisante par l'utilisation entre

¹ Ces conditions de similitude ne font que refléter le fait que seuls les paramètres s , e_0 , h apparaissent dans la relation (5').

bassin amont et chambre d'une conduite de 400 mm de diamètre (en éternit, pour n'avoir qu'une très faible rugosité) et d'une centaine de mètres de long, le débit étant choisi faible (environ 40 l/sec). La période d'oscillation est ainsi d'environ 40 secondes pour une chambre de 0,5 m² de section horizontale.

En réduisant la section de la conduite au droit de la chambre par des formes en « venturi », il était également possible d'augmenter localement la hauteur représentative de l'énergie cinétique.

Le modèle ainsi conçu pouvait représenter tout aménagement hydroélectrique dans les limites

$$0,01 < s < 1 \quad \text{soit} \quad 0,06 < p_0 < 1.$$

$$0,03 < e_0 < 16$$

$$0,05 < h < 100$$

Les résultats obtenus étant inédits, nous donnons quelques précisions supplémentaires sur cette étude expérimentale.

4.2 Installation utilisée

Cette installation est représentée à la figure 10.

Une pompe centrifuge prend l'eau du bassin inférieur du laboratoire et la refoule dans le bassin auxiliaire avec un débit maximal de 100 l/sec. Une canalisation conduit ensuite une partie de ce débit dans le bassin amont proprement dit. Ce bassin alimente la galerie d'amenée et son niveau doit rester constant avec une précision de 1 mm malgré les variations du débit soutiré. A cet effet, on lui a donné une superficie de 7 m² et il est muni d'un déversoir de superficie de 30 m d'arête déversante, le débit entrant dans le bassin amont étant réglé à 60 à 70 l/sec, et le débit soutiré moyen à 40 l/sec.

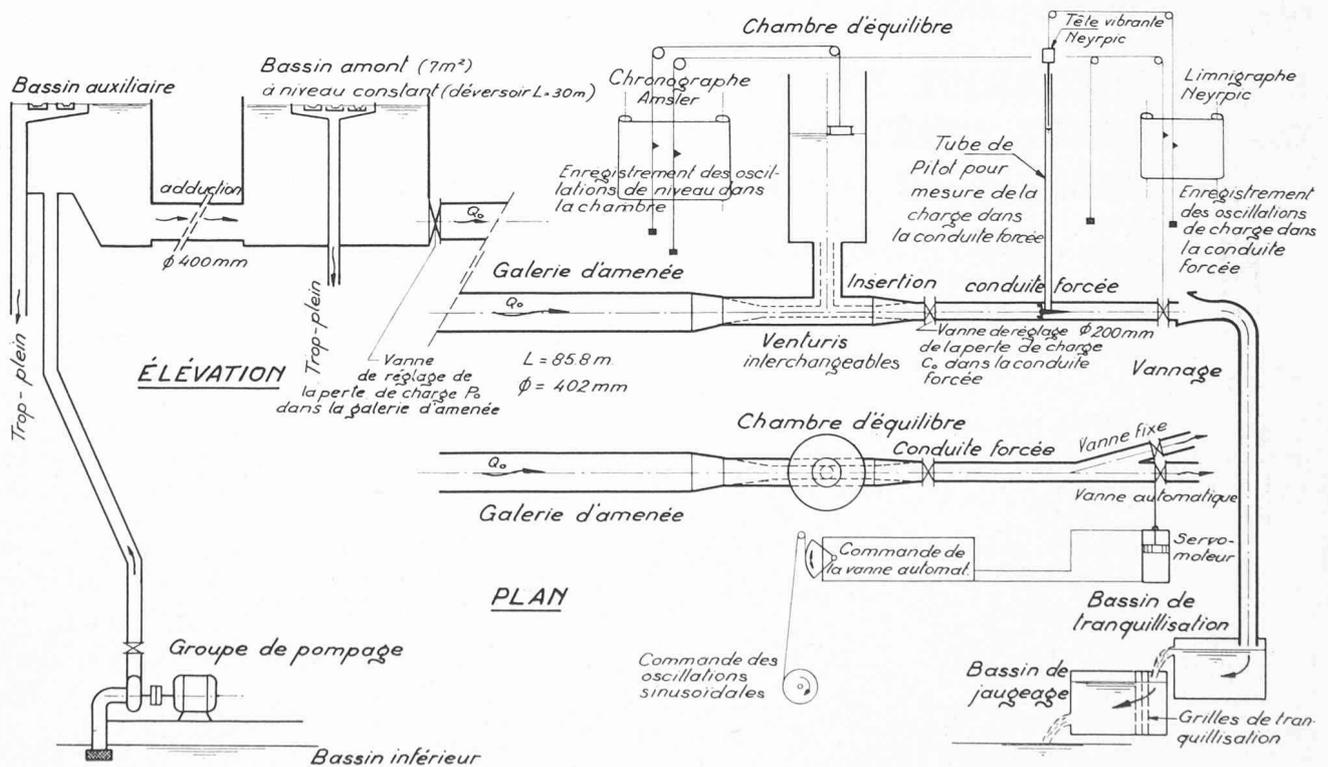


Fig. 10. — Schéma général de l'installation d'essai.

Les oscillations de débit ne font que faire varier l'épaisseur de la lame déversante de quelques dixièmes de millimètre.

La galerie d'aménée est constituée par une tuyauterie en éternit de 400 mm de diamètre et de 84 m de long, installée en plein air. Elle est munie d'un système de purge permettant sa vidange complète et évitant tout dégât dû au gel. A son extrémité amont est placée une vanne plane dont l'obturation plus ou moins grande permet de régler la perte de charge de la galerie d'aménée à une valeur quelconque.

A son extrémité aval, la galerie est prolongée par un venturi, sur lequel vient s'insérer la chambre d'équilibre. La perte de charge dans la galerie d'aménée comprend celle due au venturi jusqu'à l'axe de la chambre d'équilibre ; elle varie donc d'un venturi à l'autre. La perte de charge minimale conduit ainsi à $s_m = 0,0033$ pour le venturi le moins prononcé ($\varnothing 300$, $P_o/Z_* = 0,058$) et à $s_m = 0,0110$ pour le plus marqué ($\varnothing 150$, $P_o/Z_* = 0,105$)¹.

Les divers venturis utilisés pour les essais correspondent aux diamètres normalisés éternit de 300 mm, 250, 200, 175 et 150 mm. Pour $s = 1$, les énergies cinétiques e_o ont ainsi les valeurs 0,034, 0,071, 0,168, 0,306 et 0,637, ce qui donne une relativement large gamme de variation de ce paramètre.

La présence du venturi a en outre pour effet de modifier d'une manière appréciable l'énergie cinétique de la galerie d'aménée. Nous avons donc modifié corrélativement la section de la chambre (de manière à maintenir $Z_* = P_o\sqrt{s}$ constant).

A l'aval de la chambre, la galerie d'aménée est prolongée par la conduite forcée, allant jusqu'au vannage. Cette conduite est inévitablement le siège d'une perte de charge, que nous avons cherché à avoir aussi faible que possible, mais qui ne peut pas être supprimée. Le diamètre de cette conduite est de 200 mm ; sa perte de charge minimale dépend du venturi utilisé à l'insertion de la chambre et valait, pour $s = 1$, $c_o = C_o/P_o = 0,052$, 0,064, 0,069, 0,077 et 0,096 pour les venturis définis ci-dessus ; on voit que cette perte ne peut être négligée dans le calcul des variations de puissance.

La conduite forcée aboutit à la section de mesure de la charge. C'est cette charge qui est considérée comme définissant par la suite la pression s'exerçant sur la turbine, pression dont le produit par le débit est une mesure de la puissance. Il s'agit d'une grandeur essentielle pour l'étude de la stabilité du réglage et un soin particulier a été apporté à sa mesure, en régime permanent et en régime oscillatoire. Précisons que la charge (pression + énergie cinétique) est détectée par une batterie de 4 tubes de Pitot, dont la pression est mesurée par un limnigraphe à pointe vibrante montée dans un tube piézométrique.

La conduite forcée, après avoir traversé la section de mesure de la pression, aboutit au vannage. Ce vannage est constitué par deux vannes placées en parallèle. La première est fixe et laisse passer la majeure partie du débit ; elle n'est manœuvrée que lors de l'établissement du débit de régime.

La seconde, au contraire, est commandée par un dispositif automatique. Cette vanne est construite de manière telle qu'il n'y ait pas de contraction de la veine fluide ; à pression constante, le débit est ainsi proportionnel à l'ouverture de la vanne. Le mouvement est dû à un servomoteur à pression d'huile, commandé lui-même par un relai électromagnétique.

L'eau qui a traversé le vannage est conduite dans un bassin de tranquillisation, suivi d'un bassin de jaugeage par orifice en mince paroi.

4.3 Détermination des conditions limites de stabilité

Ainsi que nous l'avons vu ci-dessus, la multiple infinité d'adductions pouvant se présenter dans la réalité se réduit au modèle, aux combinaisons possibles des trois paramètres

- perte de charge P_o dans la galerie d'aménée ;
- hauteur représentative E_o de l'énergie cinétique de l'eau de la galerie au droit de la chambre d'équilibre ;
- hauteur de la chute H_o (chute statique H_s réduite de P_o).

Un cas particulier est donc défini lorsqu'on a

- fixé un degré d'ouverture de la vanne réglant la perte de charge de la galerie d'aménée ;
- placé un venturi déterminé sur la galerie au droit de la chambre ;
- choisi une hauteur de chute.

Il n'aurait évidemment pas été pratique au modèle de réaliser la chute en déplaçant en hauteur le vannage et son dispositif de commande. La condition de puissance constante imposant que le produit du débit par la chute reste invariable, il en résulte, pour de petites oscillations, que l'écart relatif de débit doit être égal et de signe contraire à l'écart relatif de chute :

$$\Delta Q/Q_o = - \Delta H/H_o.$$

L'écart de débit est mesuré au modèle par l'ouverture de la vanne dite « automatique » (seconde des deux vannes placées en parallèle dans la section de vannage), puisque cette vanne n'a pas de contraction. L'écart de chute est mesuré par les variations de niveau du tube de Pitot. Il suffit dès lors, pour réaliser une chute déterminée, d'imposer que l'écart de débit soit en valeur absolue dans un rapport donné avec l'écart de chute.

La condition de puissance constante est donc réalisée pratiquement en imposant au modèle une course du tiroir de la vanne automatique proportionnelle à l'écart de chute mesuré dans le tube de Pitot, le coefficient de proportionnalité étant une mesure de chute.

Cela étant, on pourrait chercher les conditions limites de stabilité en faisant varier la section horizontale de la chambre d'équilibre jusqu'au moment où l'on observerait dans celle-ci des oscillations entretenues.

Il n'est guère aisé de modifier rapidement cette section horizontale et cela de manière continue. Aussi bien avons-nous préféré conserver toujours la même section horizontale de la chambre et rechercher la chute pour laquelle les petites oscillations de niveau dans la chambre

¹ Z_* , selon Calame et Gaden, soit dénivellation maximale dans la chambre pour $P_o = 0$ et variation totale du débit Q_o à 0 ou 0 à Q_o :

$$Z_* = W_o \sqrt{LFg/gF}$$

sont entretenues ; en effet, pour faire varier la chute, il suffit, comme indiqué plus haut, de modifier le coefficient de proportionnalité entre écart de chute et écart de débit.

C'est selon ces principes qu'ont été conduits de premiers essais. Ils n'ont cependant pas donné satisfaction. En effet, il est apparu difficile d'obtenir des oscillations exactement entretenues pendant un temps suffisant pour assurer la qualité du résultat ; de multiples causes tendent à faire varier légèrement l'état de régime dans le temps, telles que par exemple : légère variation de la température (et par conséquent de la fluidité) de l'huile du servomoteur, variation de la tension électrique d'alimentation du système de mesure de la chute et d'amplification électromagnétique, variations légères du régime des pompes d'alimentation et des débits moyens, etc. D'autre part, et surtout, les moindres à-coups dans le mouvement de la vanne automatique engendraient des écarts brusques de la pression à l'amont du vannage, qui, quoique très petits, provoquaient à leur tour des à-coups dans la commande du tiroir de la vanne. Ainsi, au bout de peu d'oscillations, le mouvement cessait-il d'être approximativement sinusoïdal, pour devenir progressivement désordonné. Or la méthode utilisée impliquait l'existence d'un mouvement oscillatoire transitoire, les conditions initiales imposées ne correspondant jamais exactement à des conditions se présentant pendant les oscillations de régime.

Une solution particulièrement heureuse fut trouvée à ces difficultés en décidant de couper le circuit de réglage constitué par la vanne, la conduite forcée, la mesure de la charge et la commande subséquente du tiroir de la vanne. Il fut donc décidé d'imposer au tiroir de la vanne un mouvement sinusoïdal entretenu et d'enregistrer les variations oscillatoires entretenues qui en résultaient nécessairement dans le tube de Pitot. Ces oscillations de chute, quoique obligatoirement de même période que la sollicitation sinusoïdale de la vanne, ne sont à priori pas en phase avec celle-ci ; le circuit de réglage ne pourrait pas être fermé et la condition de puissance constante n'est pas réalisée. Mais il s'agit néanmoins d'oscillations entretenues ; il est aisé d'attendre que le mouvement transitoire ait disparu (au bout d'une dizaine d'oscillations) et les éventuels à-coups de la vanne, s'ils engendrent des irrégularités dans l'oscillation de la pression au tube de Pitot, ne se répercutent cependant plus au-delà.

On peut alors modifier la période de la sollicitation sinusoïdale, cela à plusieurs reprises consécutives, et mesurer pour chaque période le déphasage entre la sollicitation et l'oscillation de chute ainsi induite.

Mesurant d'autre part le rapport entre les amplitudes de la sollicitation et celle de l'oscillation de chute, on relève, point par point, une courbe de comportement (en coordonnées polaires, avec le déphasage pour argument et le rapport d'amplitudes pour module). L'allure générale de cette courbe de comportement peut d'ailleurs être calculée d'avance et servir ainsi de guide (§ 4.5 ci-après).

Le point où la courbe coupe l'axe fournit le rapport d'amplitudes correspondant à la période de l'oscillation pour laquelle le déphasage est nul. Or dans ce cas de déphasage nul il serait théoriquement possible de fermer

le circuit de réglage ; la puissance constante serait réalisée à condition que la chute ait la valeur correspondant au rapport d'amplitudes mesuré. Le problème est donc résolu : nous déterminons ainsi la chute pour laquelle les petites oscillations à puissance constante sont entretenues, condition limite de la stabilité.

Cette méthode a donné satisfaction et les résultats obtenus seront indiqués ci-après. Il est cependant intéressant de souligner au préalable quelques points dont la prise en considération est nécessaire pour assurer la qualité des résultats.

4.4 Particularités de l'installation

4.4.1 Mesure du débit

Le débit constituant un paramètre essentiel, sa mesure précise est nécessaire. Dans ce but, nous avons réalisé un dispositif de jaugeage en régime permanent formé d'un bassin de tranquillisation suivi d'un bassin muni à sa partie inférieure d'un orifice rectangulaire en mince paroi. Par rapport à un déversoir, cette disposition a l'inconvénient d'une plus grande lenteur de stabilisation, mais la sensibilité est par contre bien plus élevée. Pour tarer le dispositif, nous avons eu recours à un jaugeage volumétrique, évitant ainsi de recourir à un dispositif de jaugeage normalisé tel que diaphragme ou déversoir, lui-même entaché d'une erreur. Le jaugeage volumétrique a été exécuté par remplissage d'un réservoir de 20 m³, taré préalablement par pesée de l'eau contenue, procédé qui s'est avéré pratique, rapide et précis, grâce à l'usage d'une balance industrielle adéquate. Ainsi estimons-nous avoir disposé en fin de compte d'un appareil de mesure du débit assurant une précision de 1 ‰.

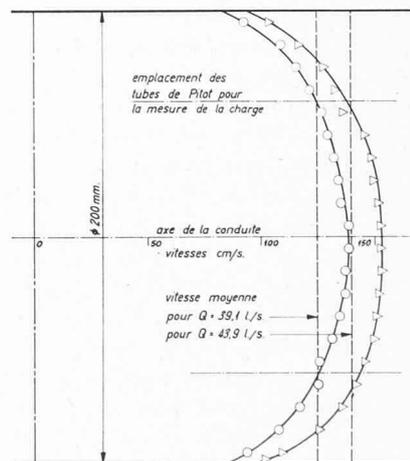


Fig. 11. — Répartition des vitesses dans la conduite forcée dans la section de mesure de la charge.

4.4.2 Mesure de la charge

En régime permanent, la charge peut être mesurée directement par un tube de Pitot placé dans l'écoulement et donnant la pression dynamique (somme de la pression proprement dite de l'eau et de l'énergie cinétique). Il convient cependant de prendre garde au fait que les vitesses ne sont pas uniformément réparties dans

la section de mesure; la charge mesurée dépend donc légèrement du filet considéré. Afin d'éliminer cette cause d'imprécision, nous avons relevé la répartition des vitesses pour deux débits voisins de 40 l/sec et constaté que la vitesse maximale dépasse d'environ 10 % la vitesse moyenne; cette dernière se rencontre aux 6 dixièmes environ du rayon à partir du centre (fig. 11). Négligeant le terme de second ordre séparant cette vitesse moyenne de la moyenne des carrés des vitesses, nous avons mesuré la charge en quatre points situés sur cette circonférence où la vitesse réelle est égale à la vitesse moyenne, aux extrémités de deux diamètres perpendiculaires. On élimine ainsi les légères dissymétries de l'écoulement et l'on réduit l'effet de la turbulence (fig. 12).

En régime oscillatoire, il faut encore tenir compte de l'inertie de l'eau du tube piézométrique aboutissant à la batterie des 4 tubes de Pitot; en effet les mouvements du niveau d'eau sont légèrement amplifiés et en retard sur ceux de la pression dynamique dans la conduite forcée. Ce mouvement peut être calculé; la période propre de l'eau du tube est d'environ 6 sec. Afin de rendre le dispositif moins sensible aux effets de la turbulence dans la conduite forcée, le tube a été légèrement étranglé, ce qui ne modifie pas son inertie, mais augmente la perte de charge. La figure 13 donne la courbe de comportement obtenue par le calcul, et celle mesurée en provoquant une variation sinusoïdale de la pression sur le tube de Pitot. En dehors d'une assez bonne concordance entre les deux méthodes, on notera que pour les périodes de 20 à 40 sec qui nous intéressent, l'amplification du mouvement est de l'ordre de 3 à 10 %, tandis que le déphasage atteint 1° à 3°. Il s'agit donc bien d'un effet qui ne peut être négligé.

4.4.3 Énergie cinétique de la galerie d'amenée

La répartition des vitesses de l'eau dans la galerie d'amenée n'étant pas uniforme, l'énergie cinétique calculée — selon l'usage — à partir de la vitesse moyenne doit être majorée par un facteur $(1 + \alpha)$. On peut montrer que tout se passe comme si la longueur L de la galerie d'amenée était en réalité égale à $(1 + \alpha)L$. Il en résulte en particulier que la période T_* des oscillations dans la chambre et la dénivellation maximale Z_*^1 sont majorées en réalité par $\sqrt{1 + \alpha}$.

En relevant la répartition des vitesses dans le diamètre de 400 mm de la galerie d'amenée, nous avons obtenu une courbe analogue à celle mentionnée sous 4.4.2 ci-dessus, quoique légèrement plus accentuée: vitesse au

¹ Z_* voir note § 4.2 ci-dessus; T_* période correspondante.

² La différence peut s'expliquer par le caractère plus turbulent de l'écoulement immédiatement à l'aval de la chambre et de la réduction de section de 400 mm à 200 mm, assurant une meilleure uniformité des vitesses.

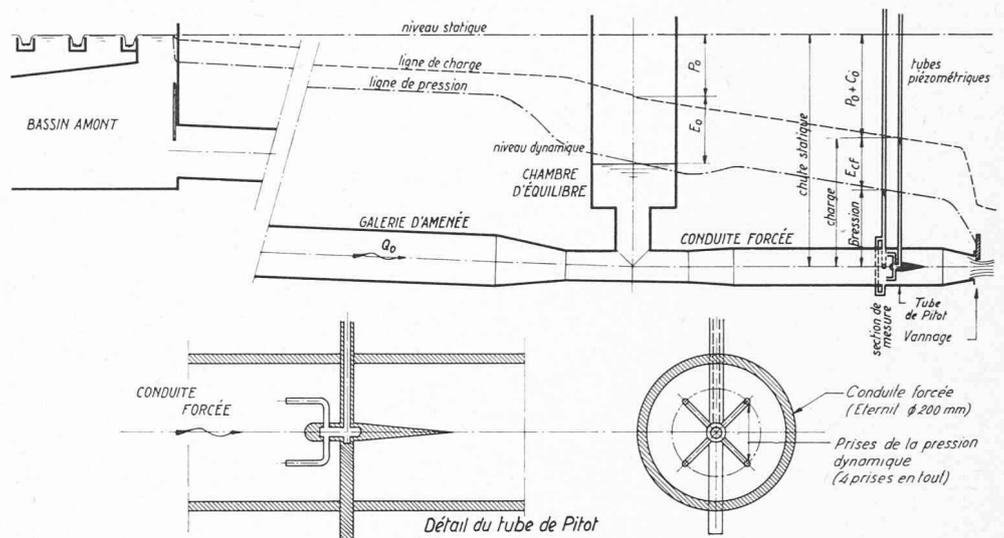


Fig. 12. — Dispositif de mesure de la charge hydraulique dans la conduite forcée.

centre dépassant de 15 % la vitesse moyenne, celle-ci se présentant aux 8 dixièmes du rayon à partir du centre². Dès lors $\alpha = 0,035$ et cette correction a été introduite dans les résultats.

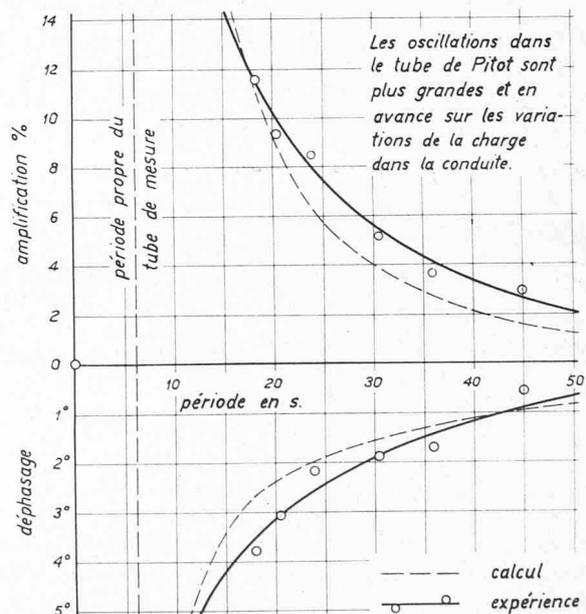


Fig. 13. — Amplification et déphasage des oscillations dans le tube de Pitot de mesure de la charge.

4.4.4 Convergent précédant la chambre

Comme déjà indiqué, l'insertion de la chambre dans la galerie est précédée, sur cette dernière, d'un convergent permettant de ramener le diamètre de 400 mm à une valeur comprise entre 300 et 150 mm, et d'augmenter ainsi localement l'énergie cinétique pour en déterminer l'influence. Ce convergent a pour effet d'accroître la vitesse, et l'énergie cinétique totale de la galerie d'amenée en est augmentée. Ici également, tout se passe comme si la longueur de la galerie d'amenée était augmentée d'une quantité ΔL_{ec} , que l'on peut calculer.

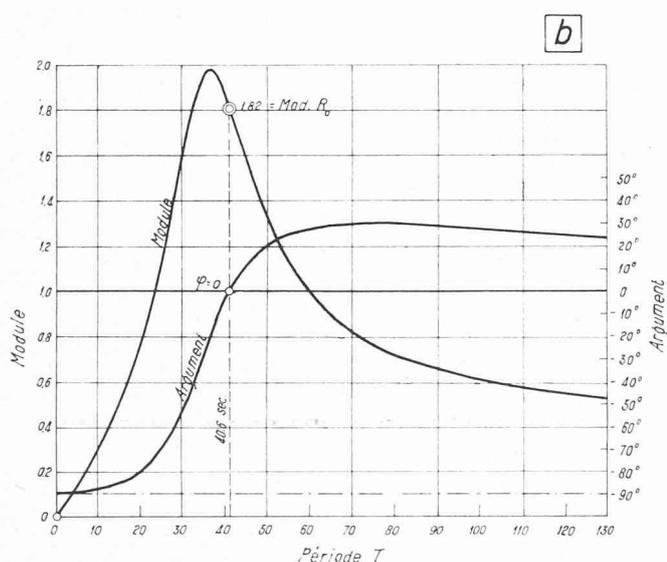
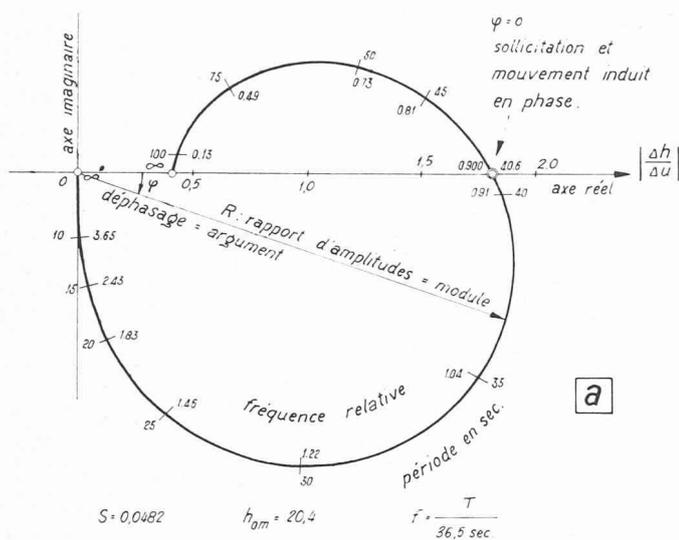


Fig. 14. — Allure de la courbe de comportement théorique :
a) en coordonnées polaires ;
b) en coordonnées cartésiennes.

4.5 Calcul des courbes de comportement

Comme cela a déjà été mentionné, la connaissance théorique, même approximative, des courbes de comportement est utile car l'allure des courbes résultant de l'expérience est ainsi connue d'avance : c'est un guide précieux.

Si l'on fait varier de 0 à ∞ la fréquence de la sollicitation, ici le mouvement du vannage, il est évident que vont varier aussi l'amplitude et le déphasage du mouvement résultant, ici les oscillations du niveau dans la chambre. Pour des fréquences élevées (périodes courtes) de la sollicitation, le niveau dans la chambre oscillera en retard et l'amplitude sera faible ; à la limite si la fréquence tend vers l'infini, l'amplitude dans la chambre tend vers zéro et le déphasage vers $-\pi/4$. Si, au contraire, la fréquence est très faible (période très longue), tendant vers zéro, l'amplitude dans la chambre est également faible, tendant vers zéro, mais le déphasage change de sens : l'oscillation du niveau est en avance (la période propre d'oscillation étant plus courte que

celle de la sollicitation), tendant vers zéro. La courbe de comportement qui représente l'ensemble des régimes permanents a ainsi l'allure donnée à la figure 14, soit qu'on la représente en coordonnées polaires (fig. 14a) ou en coordonnées cartésiennes (fig. 14b).

Nous donnons ci-après le calcul de cette courbe de comportement dans les hypothèses de calcul simplifié de l'influence de l'énergie cinétique (tel qu'il a été établi au § 2.4). L'application de la loi de Newton à la galerie d'aménée a donné :

$$(1b') \quad \Delta \dot{w} + \Delta z + \Delta p + \Delta e = 0 \quad \text{où } \Delta p = 2 \Delta w \quad \text{et } \Delta e = 2 e_0 \Delta w$$

et la conservation des débits :

$$(2b) \quad \Delta w = \Delta v + \Delta q \quad \text{où } \Delta v = s \cdot \Delta \cdot \dot{z}$$

La relation entre l'écart de débit Δq et l'écart d'ouverture du vannage, que nous désignerons par Δu , s'établit immédiatement si l'on appelle h_{om} la charge s'exerçant sur le vannage (en régime permanent : indice 0, et au modèle : indice m), et si l'on se souvient que la vitesse au travers du vannage, et par conséquent le débit, est proportionnelle à la racine carrée de la charge (loi de Torricelli) :

$$(20) \quad \Delta q = \Delta u + \frac{\Delta h}{2h_{om}}$$

le second terme de droite étant donc l'effet sur le débit d'un écart de charge Δh , pour une charge h_{om} .

L'écart de charge Δh sur le vannage est provoqué par l'écart de niveau Δz dans la chambre, augmenté de l'écart Δe d'énergie cinétique et diminué de l'accroissement Δc de la perte de charge dans la conduite forcée (entre la chambre et le vannage) :

$$(21) \quad \Delta h = \Delta z + \Delta e - \Delta c \quad \text{où } \Delta c = 2c_0 \Delta q$$

Après élimination de Δw , Δq et Δz nous trouvons l'équation différentielle liant Δh , Δu et le temps :

$$(22) \quad 2sc_0 \Delta \ddot{u} + \Delta \dot{u} [1 + 4sc_0 (1 + e_0)] + 2\Delta u (1 + c_0) + s \Delta \ddot{h} \left(1 + \frac{c_0}{h_{om}}\right) + \Delta \dot{h} \left[2s (1 + e_0) \left(1 + \frac{c_0}{h_{om}}\right) + \frac{1}{2h_{om}}\right] + \Delta h \left(1 + \frac{1 + c_0}{h_{om}}\right) = 0$$

En remplaçant l'opérateur $\frac{d}{dt}$ par \dot{p} nous pouvons calculer le rapport

$$(23) \quad B = - \frac{\Delta h}{\Delta u}$$

$$B = \frac{2sc_0 \dot{p}^2 + [1 + 4sc_0 (1 + e_0)] \dot{p} + 2(1 + c_0)}{s \left(1 + \frac{c_0}{h_{om}}\right) \dot{p}^2 + \left[2s(1 + e_0) + \frac{1}{2h_{om}} + \frac{2sc_0}{h_{om}}(1 + e_0)\right] \dot{p} + \dots + 1 + \frac{1 + c_0}{h_{om}}}$$

Dans le cas d'oscillations sinusoïdales, on peut écrire :

$$\dot{p} = ik \quad i = \sqrt{-1}$$

$$\text{où } k = \frac{1}{\sqrt{s}} \cdot (\text{fréquence relative}) = \frac{2 \pi T_o}{\text{période}} = \frac{f}{\sqrt{s}}$$

Il est alors possible de séparer les parties réelle R et imaginaire I (en rendant réel le dénominateur, qui a la forme $a + ib$, par multiplication par $a - ib$, de même que le numérateur).

Le dénominateur devient ainsi :

$$(24) \quad D = \left(1 + \frac{1+c_o}{h_{om}}\right)^2 + f^2 \left\{ \left(1 + \frac{c_o}{h_{om}}\right)^2 [4s(1+e_o)^2 - 2] + \frac{1}{4sh_{om}^2} + \frac{2e_o}{h_{om}} \left(1 + \frac{c_o}{h_{om}}\right) \right\} + f^4 \left(1 + \frac{c_o}{h_{om}}\right)^2$$

d'où, avec $B = R + Ii$

$$(25) \quad R = \frac{1}{D} \left[2(1+c_o) \left(1 + \frac{1+c_o}{h_{om}}\right) + f^2 \left\{ 1 + 4sc_o(1+e_o) \right\} \cdot \left[2(1+e_o) \left(1 + \frac{c_o}{h_{om}}\right) + \frac{1}{2sh_{om}} \right] - 2 - 4c_o \left(1 + \frac{1+c_o}{h_{om}}\right) \right] + f^4 \cdot 2c_o \left(1 + \frac{c_o}{h_{om}}\right)$$

$$(26) \quad I = \frac{f}{D\sqrt{s}} \left[1 - 4s(1+e_o) - f^2 \right]$$

En représentation en coordonnées polaires :

$$\text{argument} \quad \varphi = \text{arc tg } I/R$$

$$\text{module} \quad M = \sqrt{I^2 + R^2}$$

Il est intéressant de remarquer que l'on peut aisément retrouver la formule de Thoma à partir des relations qui précèdent. Dans ce cas $e_o = c_o = 0$ et les relations (24) à (26) s'écrivent :

$$(24') \quad D = \left(1 + \frac{1}{h_{om}}\right)^2 + f^2 \left(4s - 2 + \frac{1}{4sh_{om}^2}\right) + f^4$$

$$(25') \quad R = \frac{1}{D} \left[2 \left(1 + \frac{1}{h_{om}}\right) + f^2 \cdot \frac{1}{2sh_{om}} \right]$$

$$(26') \quad I = \frac{f}{D\sqrt{s}} (1 - 4s - f^2)$$

Lors d'oscillations à puissance constante (hypothèse de Thoma), les mouvements du vannage Δu et les variations de la charge Δh oscillent en phase. Donc $\varphi = 0$ et par conséquent $I = 0$. Il en résulte immédiatement $f = \sqrt{1 - 4s}$. Dès lors, la valeur correspondante de R est

$$(25'') \quad R_o = \frac{2h_{om}}{4sh_{om} + 1}$$

Si la puissance est constante, l'écart de charge relatif $\Delta h/h_{om}$ est égal et de signe contraire à l'écart de débit Δq . On peut introduire $\Delta q = -\Delta h/h_{om}$ dans la relation (20) pour en tirer

$$\Delta u = -\frac{3}{2} \frac{\Delta h}{h_{om}}$$

$$(27) \quad \text{et } B = -\frac{\Delta h}{\Delta u} = \frac{2}{3} h_{om}$$

Or, pour $\varphi = 0$, B est par définition identique à R_o . Des relations (25'') et (27), on tire

$$2sh_{om} = 1$$

qui n'est autre que la condition de Thoma exprimée en valeur relative, telle qu'elle a déjà été établie sous (5') ; en effet $h_{om} = h - 1$ et ici $e_o = 0$.

4.6 Résultats des essais

Comme indiqué sous 4.2 ci-dessus, les essais ont été exécutés avec 5 diamètres différents de la galerie au droit de la chambre, permettant de faire varier l'énergie cinétique de l'eau dans le rapport de 1 à 16, à débit égal.

Pour chacun des cinq venturis ainsi réalisés, des essais ont été poursuivis avec 5 à 7 valeurs différentes de la perte de charge dans la galerie d'amenée.

Enfin, pour chaque paire de valeur de l'énergie cinétique et de la perte de charge dans la galerie d'amenée (e_o, p_o), un régime oscillatoire a été maintenu pour plusieurs périodes différentes. Ce sont ainsi 144 cas différents qui ont été étudiés.

Pour chaque cas, l'essai a consisté en :

- 1° établissement d'un écoulement permanent, non oscillatoire, avec mesure précise des paramètres (débit, pertes de charge dans la galerie d'amenée et dans la conduite forcée) et détermination des grandeurs géométriques (longueur équivalente de la galerie, section de la chambre, section effective du venturi, etc) ;
- 2° établissement d'un régime oscillatoire stable par sollicitation sinusoïdale du vannage ;
- 3° enregistrement de 10 cycles d'oscillation (mouvement du vannage, charge dans la conduite forcée, niveau dans la chambre) ;
- 4° dépouillement de l'enregistrement : lecture des 20 demi-amplitudes, correction des valeurs de la charge pour tenir compte de l'inertie du tube de Pitot (cf. § 4.4.2), détermination des déphasages et correction de ceux-ci comme ci-dessus ;
- 5° détermination des écarts de débit correspondant aux écarts maximaux d'ouverture de vannage ; cette détermination ne pouvant être faite en régime oscillatoire, un écoulement permanent est établi pour les valeurs d'ouverture du vannage et de la charge mesurées. Les écarts de débit sont alors lus au dispositif de jaugeage ;

6° calcul de l'amplitude relative $\Delta h/\Delta u$ et de la fréquence relative f et report en coordonnées polaires $(\Delta h/\Delta u, \varphi)$ et en coordonnées cartésiennes $(\Delta h/\Delta u, f)$ et (φ, f) .

7° calcul de la courbe de comportement correspondante, à partir des relations établies au paragraphe 4.5 ci-dessus.

Les résultats ainsi obtenus sont indiqués aux figures 15 à 19.

On constate immédiatement la bonne concordance entre les résultats expérimentaux et les courbes théoriques tant que l'énergie cinétique est faible (fig. 15 et 16). Il n'en est plus de même lorsque l'énergie cinétique croît, notamment pour la valeur la plus élevée (fig. 19). Cela n'a rien de surprenant : les courbes de comportement sont établies à partir de la théorie simplifiée de l'influence de l'énergie cinétique (§ 2.4) et c'est précisément pour mettre en évidence les divergences entre cette théorie et la réalité que les essais ont été réalisés.

Nous indiquerons plus loin ce qu'il en est de la concordance des résultats expérimentaux et de la théorie détaillée établie au chapitre 3.

On remarque d'autre part que pour les pertes de charge élevées dans la galerie d'aménée, les résultats expérimentaux n'encadrent malheureusement plus le cas du déphasage nul. Comme déjà indiqué, cela provient de l'importance inattendue du déphasage entre niveau dans la chambre et charge dans la conduite forcée, déphasage que le procédé d'enregistrement n'a fait ressortir qu'au dépouillement. Il n'en résulte néanmoins pas d'erreur importante, mais une imprécision, celle-ci étant limitée par l'existence des courbes de comportement théoriques qui servent de guide, par le fait que chaque courbe fait partie d'une famille (ce qui limite étroitement l'arbitraire du tracé) et par la possibilité d'extrapoler d'une part en coordonnées polaires, d'autre part en coordonnées cartésiennes.

L'erreur à craindre a ainsi pu être délimitée et elle est indiquée sur les figures.

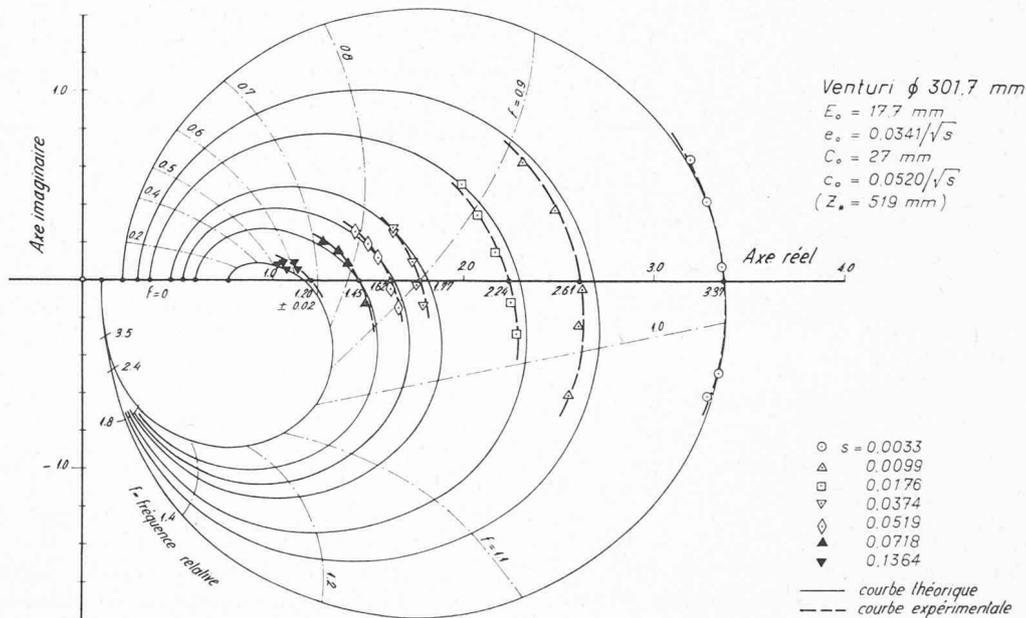


Fig. 15

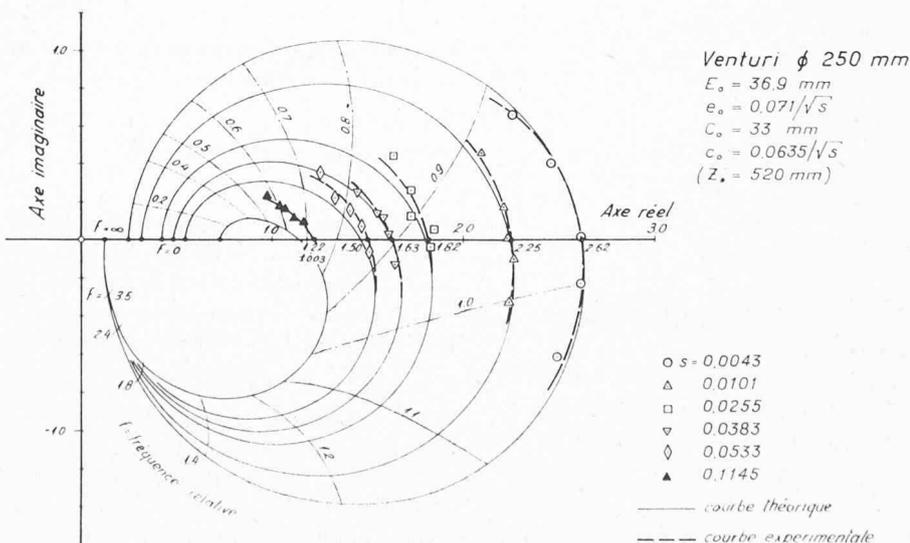


Fig. 16

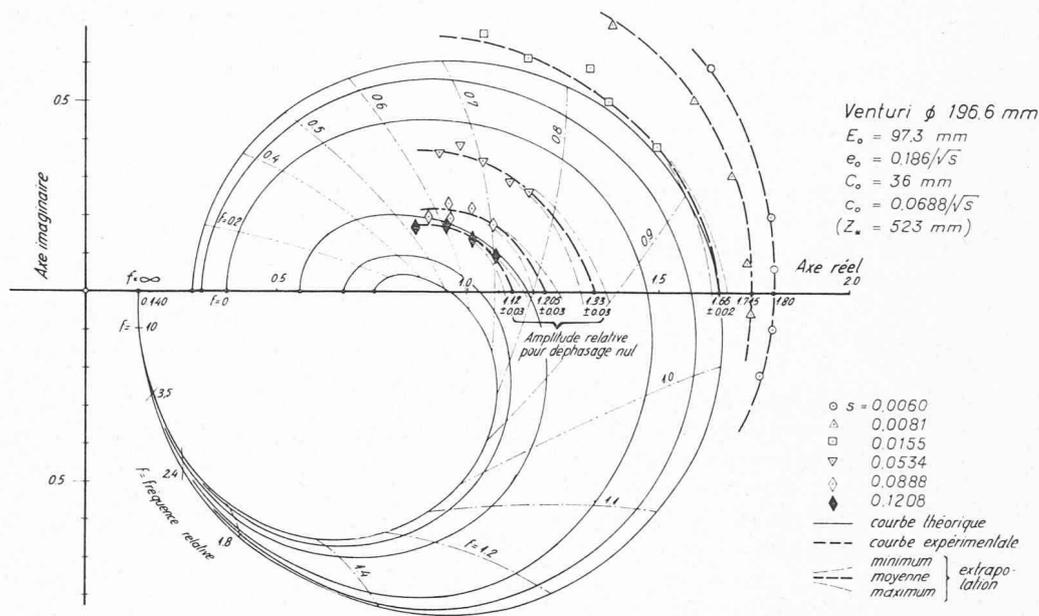


Fig. 17

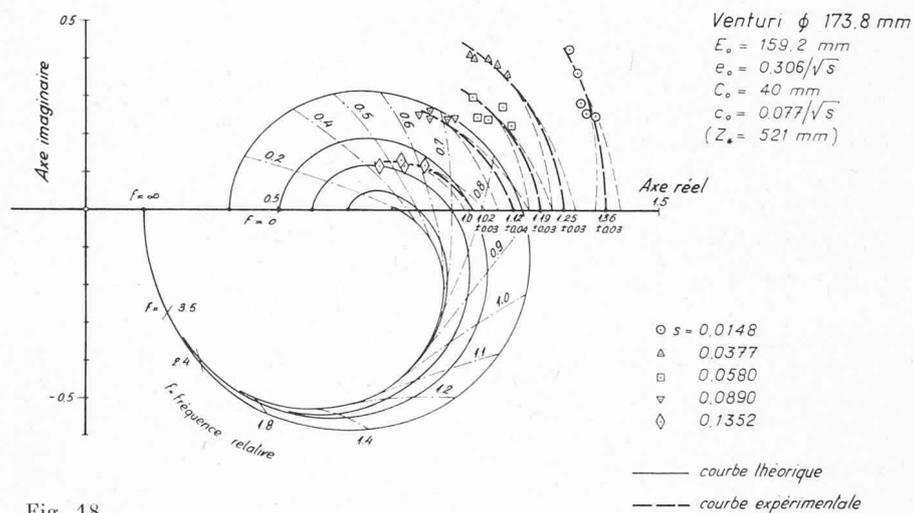


Fig. 18

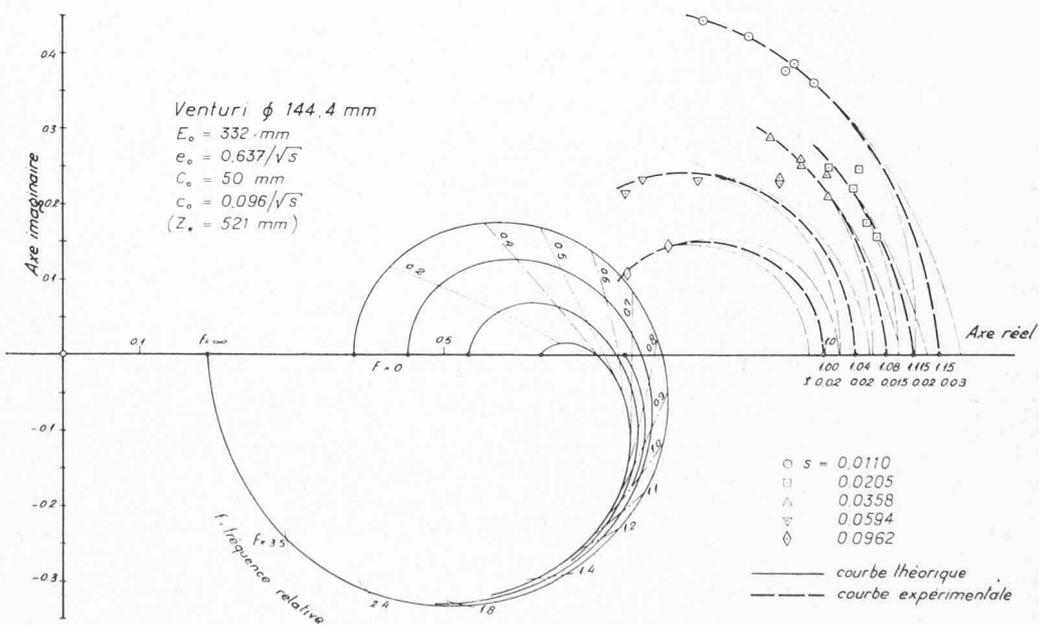


Fig. 19

Fig. 15 à 19. — Résultats expérimentaux, sous forme de courbes de comportement.

4.7 Comparaison avec la formule de Thoma

Pour récapituler les résultats expérimentaux, il a paru commode de comparer la section horizontale limite de la chambre d'équilibre à la section de Thoma (formule (6) § 2.3). En appelant x le rapport F/F_t de la section de la chambre à la section de Thoma, nous désignons par x_{oe} le rapport F_o/F_t où F_o désigne, pour un cas donné, la section de la chambre pour laquelle de petites oscillations à puissance constante sont entretenues.

Ainsi F_{oe} désigne la valeur de F_o obtenue expérimentalement, et $x_{oe} = F_{oe}/F_t$.

x_{oe} est ainsi le facteur correctif à appliquer à la section de Thoma, facteur déterminé expérimentalement.

Il est clair que dans cette comparaison la section de Thoma F_t et la section limite F_{oe} déterminée expérimentalement doivent l'être toutes choses étant égales d'ailleurs, notamment la chute nette H_o .

$$x_{oe} = \frac{F_{oe}}{F_t} = \frac{F_{oe}}{\frac{W_o^2}{2g} \cdot \frac{L F_g}{P_o H_o}} \text{ peut s'écrire } \frac{H_o}{\frac{W_o^2}{2g} \cdot \frac{L F_g}{P_o F_{oe}}}$$

Le dénominateur n'est autre que la chute pour laquelle, selon la théorie de Thoma, les oscillations à puissance constante sont entretenues, soit H_t . La chute H_o devant être la même dans l'expérience et en théorie, comme

indiqué ci-dessus, nous pouvons la désigner par H_{oe} , d'où

$$(28) \quad x_{oe} = \frac{F_{oe}}{F_t} = \frac{H_{oe}}{H_t}$$

En d'autres termes, x_{oe} est aussi le rapport de la chute H_{oe} , pour laquelle on constate expérimentalement que les oscillations sont entretenues, à la chute limite H_t selon Thoma.

Nous devons dès lors pouvoir tirer directement x_{oe} des résultats expérimentaux donnés plus haut.

Désignons par R_{oe} la valeur expérimentale de R_o , soit l'abscisse du point d'intersection de la courbe de comportement expérimentale avec l'axe réel. R_{oe} est égal à $-\Delta h/\Delta u$, et pour ces valeurs de Δh et Δu nous avons déterminé l'écart de débit Δq (cf. 5^o § 4.6). Or la condition de puissance constante s'écrit

$$\frac{\Delta h}{h_{oe}} = -\Delta q$$

h_{oe} étant la chute nette pour laquelle la puissance est invariable; d'où

$$h_{oe} = -\frac{\Delta h}{\Delta q} \quad \text{et} \quad H_{oe} = -\frac{\Delta H_e}{\Delta q}$$

Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux

\varnothing Venturi	s	e_o	c_o	h_{oe}	x_{oe}
301,7 mm	0,0033	0,592	0,904	96,1	0,640
301,7 mm	0,0099	0,344	0,524	38,3	0,758
301,7 mm	0,0176	0,257	0,392	23,2	0,821
301,7 mm	0,0374	0,176	0,269	11,83	0,890
301,7 mm	0,0519	0,150	0,228	9,03	0,938
301,7 mm	0,0718	0,128	0,194	6,77	0,964
301,7 mm	0,1364	0,092	0,141	3,88 - 4,01	1,022 - 1,098
250 mm	0,0043	1,084	0,968	58,6	0,503
250 mm	0,0101	0,704	0,631	31,0	0,629
250 mm	0,0255	0,445	0,398	14,96	0,765
250 mm	0,0383	0,363	0,324	10,74	0,823
250 mm	0,0533	0,307	0,274	8,22	0,874
250 mm	0,1145	0,209	0,187	4,33 - 4,56	0,995 - 1,046
196,6 mm	0,0060	2,402	0,888	30,2	0,363
196,6 mm	0,0081	2,065	0,764	25,1	0,407
196,6 mm	0,0155	1,493	0,552	16,84 - 17,32	0,525 - 0,533
196,6 mm	0,0534	0,804	0,298	6,98 - 7,32	0,747 - 0,783
196,6 mm	0,0888	0,619	0,229	4,80 - 5,08	0,856 - 0,914
196,6 mm	0,1208	0,535	0,198	3,82 - 4,05	0,925 - 0,982
173,8 mm	0,0148	2,515	0,632	13,60 - 14,25	0,402 - 0,422
173,8 mm	0,0377	1,573	0,396	7,75 - 8,18	0,585 - 0,617
173,8 mm	0,0580	1,269	0,320	5,89 - 6,22	0,683 - 0,722
173,8 mm	0,0890	1,024	0,258	4,42 - 4,75	0,786 - 0,844
173,8 mm	0,1352	0,831	0,209	3,28 - 3,49	0,886 - 0,942
144,4 mm	0,0110	6,09	0,918	13,22 - 13,98	0,290 - 0,307
144,4 mm	0,0205	4,45	0,672	9,48 - 9,82	0,388 - 0,402
144,4 mm	0,0358	3,37	0,507	6,96 - 7,17	0,498 - 0,514
144,4 mm	0,0594	2,62	0,394	5,16 - 5,38	0,615 - 0,640
144,4 mm	0,0962	2,06	0,310	3,84 - 4,04	0,738 - 0,780

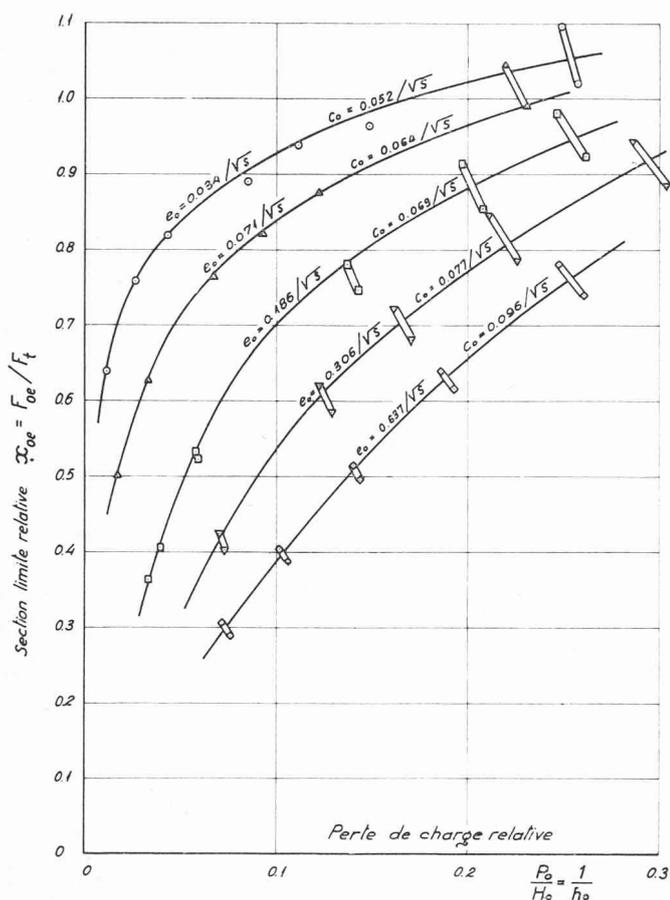


Fig. 20. — Valeurs expérimentales de la section limite relative x_{oe} .

Il ne reste plus qu'à introduire la perte de charge C_o dans la conduite forcée, de manière que le calcul de H_t et la détermination expérimentale de H_{oe} soient faits à partir de la même définition: H_s étant la chute statique, expérimentalement la chute nette H_{oe} est $H_s - P_o - C_o$, tandis que dans la formule de Thoma $H_o = H_s - P_o$. La chute nette expérimentale corrigée de C_o est ainsi $H_{oe} + C_o$ et nous pouvons écrire

$$(29) \quad x_{oe} = \frac{F_{oe}}{F_t} = \frac{H_{oe} + C_o}{H_t} = \frac{-\frac{\Delta H_e}{\Delta q} + C_o}{H_t}$$

Les résultats ainsi établis sont récapitulés au tableau ci-après et à la figure 20, compte tenu des erreurs à craindre.

5. Comparaison des études théorique et expérimentale

5.1 Valeurs théoriques

Il est intéressant de comparer les résultats expérimentaux établis au chapitre précédent aux valeurs obtenues par voie théorique. En conservant la définition de x_o , rapport de la section F_o de la chambre pour laquelle les petites oscillations à puissance constante sont entretenues à la section F_t de Thoma, on peut définir trois valeurs analytiques de x_o :

1° selon théorie de Thoma, négligeant notamment l'influence de l'énergie cinétique (formules 5 et 6, § 2.3) $x_{oa1} = 1,00$;

2° selon théorie simplifiée, telle que présentée au § 2.4, aboutissant aux relations (5') et (6'), mais en introduisant en outre la correction pour l'effet de la perte de charge C_o dans la conduite forcée, telle que nous l'avons établie par ailleurs¹.

$$(30) \quad F_o = \frac{F_t}{\left[1 + \frac{E_o}{P_o}\right] \left[1 - \frac{3C_o}{H_o}\right]} \quad \text{d'où}$$

$$x_{oa2} = \frac{1}{(1 + e) \left(1 - \frac{3C_o}{h_o}\right)}$$

3° selon théorie détaillée, telle qu'établie au chapitre 3 ci-dessus et relation (16); cette dernière ne prenant en considération que l'énergie cinétique, il faut la corriger pour tenir compte de la perte de charge dans la conduite forcée; cette perte de charge étant faible, il est possible de se borner à introduire le facteur correctif de la relation (30) ci-dessus, d'où:

$$(31) \quad x_{oa3} = \frac{x_o \text{ rel (16)}}{1 - \frac{3C_o}{H_o}}$$

5.2 Comparaison aux valeurs expérimentales

La figure 21 permet la comparaison des valeurs ainsi obtenues.

Il est ainsi possible de constater que:

- tant que l'énergie cinétique est faible, les deux valeurs analytiques x_{oa2} et x_{oa3} sont proches et elles sont confirmées par la valeur expérimentale x_{oe} (il semble même que x_{oe} soit plus proche de x_{oa2} , mais les écarts de l'ordre de 0,05 à 0,1 ne sont pas certainement significatifs si l'on tient compte à la fois de l'incertitude totale pesant sur x_{oe} et de celle qui provient pour x_{oa3} de la valeur des coefficients expérimentaux introduits dans le calcul);
- lorsque l'énergie cinétique est grande, l'écart entre les deux valeurs analytiques x_{oa2} et x_{oa3} devient important et la valeur expérimentale x_{oe} reste proche de x_{oa3} , s'écartant ainsi de manière nette de x_{oa2} .

Ainsi se trouve confirmées

- la valeur de la section limite calculée par la méthode détaillée conduisant à la relation (16);
- l'importance de la surestimation de l'effet stabilisateur de l'énergie cinétique tel qu'il ressort de la relation (6).

5.3 Vérification de la constance de la puissance

Une question doit cependant encore être soulevée: l'étude analytique détaillée fait apparaître le fait que

¹ Op. cit., note 2, p. 2 du Bulletin Technique N° 1.

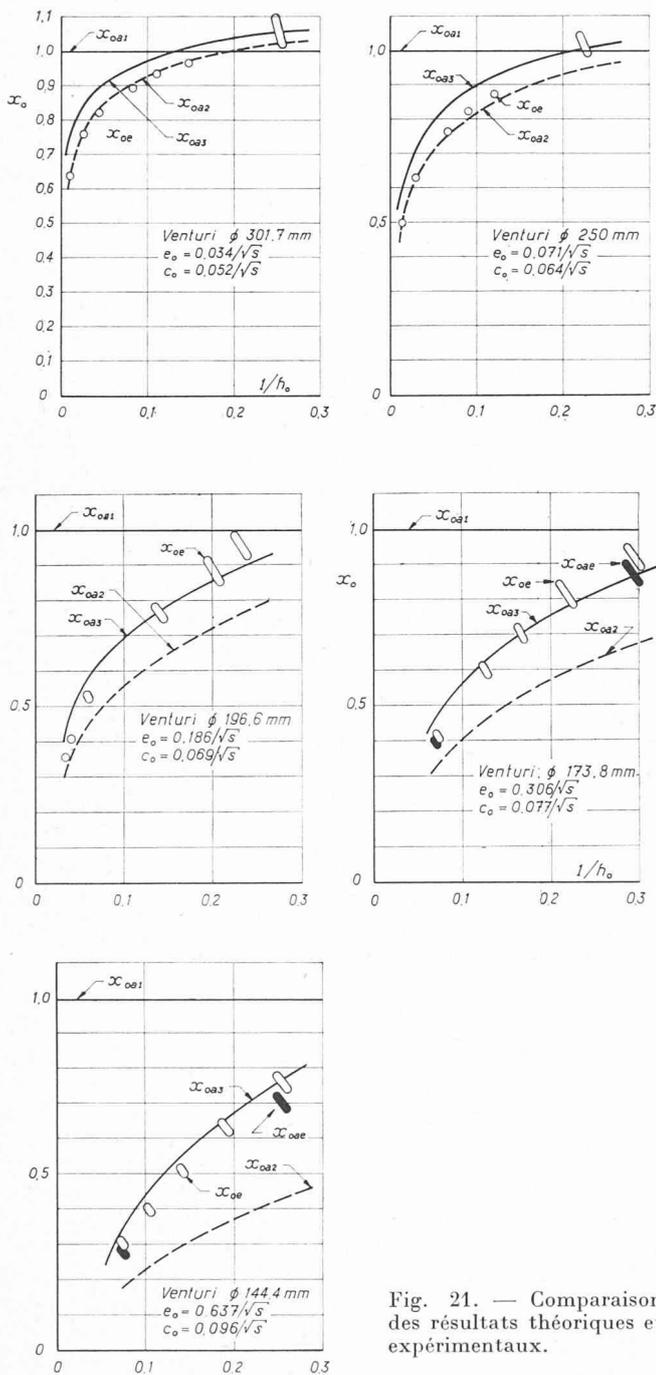


Fig. 21. — Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux.

les petites oscillations ne sont pas simplement sinusoïdales, cela comme conséquence de lois différentes lorsque l'eau entre dans la chambre ou en sort. La linéarisation du problème n'est donc pas, en toute rigueur, admissible et la sollicitation sinusoïdale du vannage — appliquée dans la méthode expérimentale — ne peut donc pas conduire à une puissance constante. De faibles écarts proviennent de ce que la charge ne varie pas de manière exactement sinusoïdale et, notamment, le déphasage ne doit pas être le même aux maximums, aux minimums, ni au passage au zéro à la montée ou à la descente.

Quoiqu'il ne puisse s'agir que d'une correction, il a paru nécessaire d'en vérifier l'importance. Admettons dans ce but que les lois de la théorie détaillée du chapitre 3 sont exactes. Il devient alors possible de calculer

l'oscillation de charge consécutive à un mouvement sinusoïdal du vannage, et choisissons un mouvement sinusoïdal relevé lors de l'étude expérimentale ; notons que la puissance n'est plus maintenue rigoureusement constante dans ce calcul. A l'oscillation de charge ainsi calculée, il est possible d'appliquer la même méthode de dépouillement que celle utilisée lors des essais. Il en résulte une valeur de x_0 , que nous désignons par x_{0ae} . Elle différera de x_{0a3} de l'écart cherché et nous admettrons que cet écart est applicable à x_{0e} pour le cas correspondant.

Le calcul numérique est compliqué par la nécessité de procéder par différences finies, avec de petites variations, et parce qu'il faut le prolonger jusqu'à l'établissement d'un régime oscillatoire stable. On raccourcit cependant beaucoup la durée du régime transitoire en prenant comme valeurs initiales celles qui ont été obtenues expérimentalement à un instant donné du régime permanent.

La figure 22, qui résulte d'un tel calcul, fait bien ressortir le fait que pour un mouvement sinusoïdal du vannage les variations de la charge ne sont exactement ni sinusoïdales ni même d'amplitudes symétriques.

Le calcul a été fait pour quatre cas avec des valeurs maximales de l'énergie cinétique et pour les valeurs extrêmes du paramètre s . Les écarts obtenus varient de 5 à 10 %, la valeur expérimentale x_{0e} étant surestimée dans tous les cas. Les résultats corrigés sont reportés sur la figure 22. Sans être déterminant, l'écart peut parfois être sensible. Néanmoins la relation (16), qui conduit à x_{0a3} paraît donner des résultats acceptables dans tous les cas.

6. Autres facteurs à prendre en considération

Il nous a paru utile de rappeler ici quels sont les principaux autres facteurs dont il faut tenir compte dans le choix de la section horizontale d'une chambre d'équilibre, eu égard au maintien de la stabilité du réglage à puissance constante. Nous avons établi ces valeurs ailleurs et nous nous bornerons à l'indication des résultats, dont certains peuvent n'être considérés que comme une première approximation. Notre but, ce faisant, est simplement de fournir un outil de travail au praticien.

Les principaux facteurs à envisager sont, outre l'énergie cinétique qui fait l'objet de la présente étude :

- la perte de charge dans la conduite forcée ;
- la variation du rendement de la turbine ;
- l'interconnexion ;
- le degré d'amortissement désiré ;

et éventuellement :

- les dimensions du bassin amont ;
- le coup de bélier.

6.1 Perte de charge dans la conduite forcée

Comme mentionné plus haut (§ 5.1), cette perte de charge est défavorable à la stabilité. Lorsqu'elle inter-

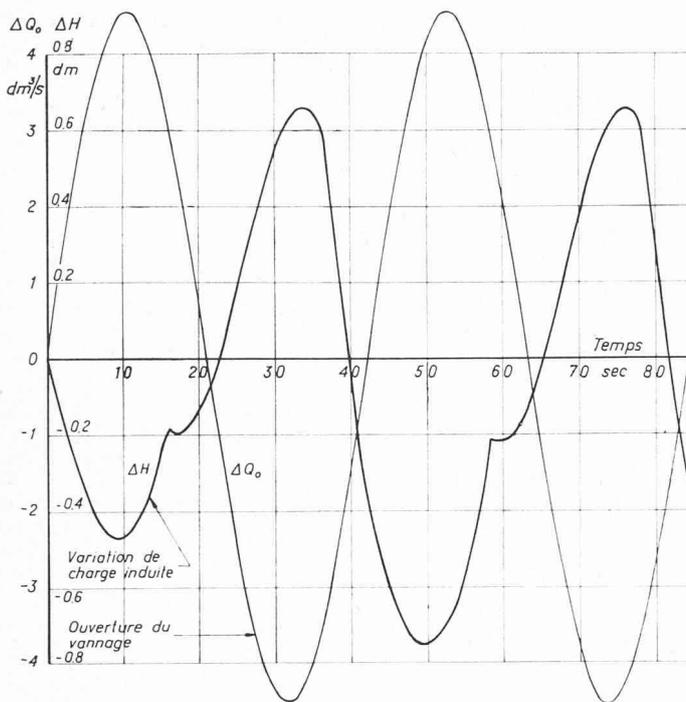


Fig. 22. — Variations calculées de la charge pour oscillation sinusoïdale du vannage (calcul par différences finies selon méthode détaillée du chapitre 3).

vient seule, la section limite doit être multipliée par

$$(32) \quad \frac{1}{1 - \frac{3C_o}{H_o}}$$

où C_o = valeur de la perte de charge dans la conduite forcée pour le débit de régime Q_o , et

$$H_o = \text{chute nette sans effet de } C_o \\ = H_s - P_o \quad (H_s = \text{hauteur statique})$$

S'il y a simultanément effet de perte de charge C_o et du rendement de la turbine ou de l'interconnexion, la correction prend une forme plus complexe, indiquée plus loin.

6.2 Variation du rendement de la turbine

Au voisinage du débit nominal, la pente de la courbe de rendement est généralement négative : si l'ouverture augmente, le rendement baisse. Comme le précédent, cet effet est défavorable à la stabilité ; il peut être élevé et n'est souvent pas négligeable.

Soit $\text{tg } \rho$ la pente, en valeur relative, du rendement η en fonction de l'ouverture u , au point de régime ($\eta = 1$, $u = 1$) ; la section limite doit être multipliée par

$$(33) \quad \left(1 - \frac{3}{2} \text{tg } \rho\right)$$

Valeur fréquente de $\text{tg } \rho$: $-0,2$

On améliore ce calcul en tenant également compte de la pente $\text{tg } \phi$ de la courbe, en valeur relative, du couple moteur c_m en fonction de la vitesse de rotation ω à ouverture et chute constantes, au point de régime

($\omega = 1$, $c_m = 1$), et de la pente $\text{tg } \psi$ de la courbe, en valeurs relatives, du rendement η en fonction de la vitesse de rotation ω , à ouverture et chute constantes, au point de régime ($\eta = 1$, $\omega = 1$).

D'où

$$\text{tg } \sigma = \frac{2 - \text{tg } \phi}{3} \text{tg } \rho + \frac{\text{tg } \psi}{3}$$

à introduire dans (33) en lieu et place de $\text{tg } \rho$:

Fréquemment $\text{tg } \psi \cong 0$ et $\text{tg } \phi \cong -1$ et alors $\text{tg } \sigma = \text{tg } \rho$. Mais il peut arriver que $\text{tg } \psi = -0,2$ ou davantage et $\text{tg } \phi = -1,1$ ou plus, et la correction devient notable.

6.3 Interconnexion

Le couplage en parallèle de plusieurs groupes peut avoir un effet stabilisant considérable étant entendu que les adductions de ces autres groupes ont des périodes propres peu voisines de celle considérée¹. En appelant « énergie réglante » E_r l'écart de puissance provoqué par un écart unitaire de fréquence (p. ex. E_r kW pour 1 Hz), cela pour le groupe considéré, et E_{rt} l'énergie réglante totale de tous les groupes couplés en parallèle, on peut définir la différence relative

$$\varepsilon = \frac{E_{rt} - E_r}{E_{rt}}$$

Dès lors la section limite doit être multipliée par

$$(35) \quad 1 - \frac{3}{2} \varepsilon.$$

6.4 Effets cumulés de C_o , $\text{tg } \sigma$, ε

La section limite doit être multipliée par

$$(36) \quad \frac{1}{1 - \frac{3}{2} \varepsilon - \frac{3}{2} (1 - \varepsilon) \text{tg } \sigma} - \frac{2C_o}{H_o}$$

où $H_o = H_s - P_o$.

6.5 Degré d'amortissement

En principe, il ne suffit pas que la section horizontale de la chambre d'équilibre atteigne la section limite F_o ,

¹ Voir D. GADEN et L. BOREL : « Influence de la loi de variation de la puissance sur la condition de Thoma », *Bulletin technique de la Suisse romande*, mai 1951, p. 117.

sinon les oscillations seraient entretenues. En désignant par A la diminution relative d'amplitude de l'oscillation amortie durant le temps $T_o = W_o L / g P_o$ (soit E_1 , l'amplitude de l'exponentielle enveloppe au temps T et E_2 l'amplitude au temps $T + T_o$, alors $A = 1 - E_2/E_1$), la section limite doit être multipliée par

$$(37) \frac{1}{1 + \ln(1 - A)}$$

6.6 Effet simultané de l'énergie cinétique et d'un amortissement

La section limite est multipliée dans ce cas par

$$(38) \frac{1}{1 + \lambda \frac{E_o}{P_o} + \ln(1 - A)}$$

λ facteur de réduction entre relation simplifiée (6') et relation (16) ;

λ fréquemment de l'ordre de 0,6 à 0,7 (voir (19) § 3.5).

Les facteurs des expressions (36) et (38) peuvent être multipliés l'un par l'autre pour tenir compte de la totalité des influences envisagées. L'ensemble de ces facteurs est pris en considération dans l'abaque de la figure 23, dressé avec $\lambda = 0,7$.

6.7 Dimensions limitées du bassin amont

Une surface restreinte du bassin amont (du lac s'il s'agit d'une adduction avec accumulation) améliore la stabilité du réglage. Il peut donc être intéressant de savoir de combien, notamment lorsqu'il se présente une prise d'eau avec faible bassin amont. Cette question peut également prendre une grande importance lors

d'essais sur modèle réduit, où l'effet peut être sensible et conduit à surestimer la stabilité.

Soit f_t la section de Thoma F_t rapportée à la surface F_b du bassin amont

$$f_t = F_t / F_b$$

On trouve en première approximation que la section limite doit être multipliée¹ par

$$(39) 1 - f_t$$

6.8 Coup de béliet

Quoique généralement négligeable, cet effet, qui est défavorable à la stabilité, peut être estimé, en première approximation (coup de béliet de masse : admissible car la période des oscillations étudiées est beaucoup plus grande que la phase du coup de béliet). La section limite doit être multipliée par

$$1 + \frac{2P_o}{H_o} \cdot \frac{L_c}{L} \cdot \frac{F_g}{F_c}$$

où L_c et F_c sont la longueur et la section de la conduite forcée. Si l'on tient compte de ce que P_o vaut généralement de 2 à 10 % de H_o (admettons 5 %) que L_c/L vaut 0,1 à 0,5 (admettons 0,2) et que F_c peut être de l'ordre de la moitié de F_g , on trouve que la correction n'excède pas l'ordre de grandeur de 1 % ; cela justifie de négliger en général ce facteur.

7. Conclusions

Les calculs développés aux chapitres 2 et 3, les résultats expérimentaux présentés au chapitre 4, les compa-

¹ Pour plus de détails sur cette question, et celles qui précèdent, se référer à l'ouvrage *Chambre d'équilibre* cité en note 2, p. 2.

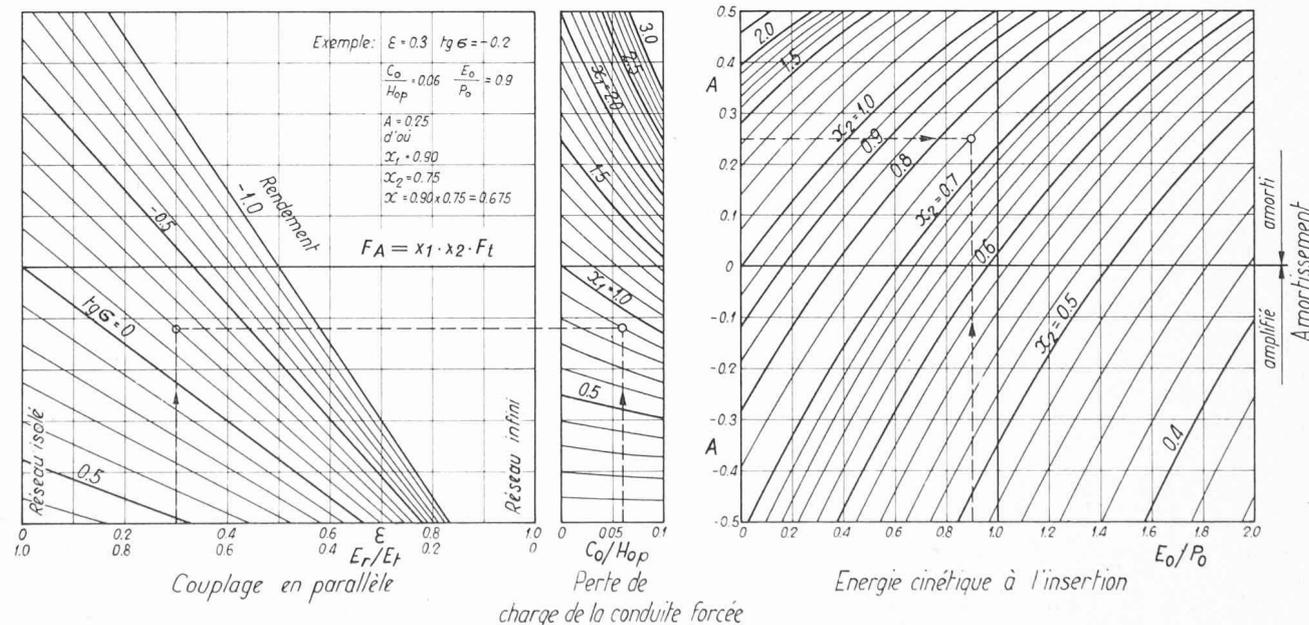


Fig. 23. — Section horizontale relative de la chambre d'équilibre telle que les petites oscillations à puissance constante subissent un amortissement donné, compte tenu de l'énergie

cinétique au droit du raccordement, de la perte de charge dans la conduite forcée, de la pente de la courbe de rendement de la turbine et du couplage en parallèle.

raisons effectuées au chapitre 5 permettent de tirer les conclusions suivantes :

- 1° La formule de Thoma (relation 6, § 2.3) fixe la section horizontale limite à donner à une chambre d'équilibre pour que les petites oscillations dues au réglage à puissance constante soient entretenues. Cette formule ne tient pas compte de l'effet stabilisant, souvent important, dû à l'énergie cinétique de l'eau de la galerie au droit du raccordement de la chambre. La formule de Thoma donne donc, à cet égard, des valeurs trop grandes de la section limite.
- 2° Une meilleure approximation résulte des calculs que nous avons développés au chapitre 2, aboutissant à la relation (6') § 2.4. Cette formule simple ne tient cependant pas suffisamment compte des phénomènes complexes d'échange d'eau et d'énergie au raccordement de la chambre. Cette formule, donnant des valeurs trop faibles de la section limite, n'est donc valable que si l'effet de l'énergie cinétique reste limité.
- 3° Un calcul détaillé peut être conduit ; il fournit la relation (16) § 3.3. Le raccordement à la chambre y intervient et ses formes y jouent donc un rôle ; celui-ci est fixé par des coefficients qui peuvent être déterminés par des essais simples, en régime permanent, ou estimés sur la base d'essais semblables déjà exécutés (§ 3.1).

- 4° La section limite a également été déterminée par des essais sur modèle, reproduisant divers cas d'adduction, et pour lesquels nous avons établi un mouvement oscillatoire du vannage et enregistré les variations de la charge hydraulique. En y introduisant la condition de puissance constante, on trouve des valeurs expérimentales de la section limite.
- 5° Ces valeurs expérimentales confirment la validité du calcul détaillé et de la relation (16).
- 6° On dispose ainsi des moyens de déterminer l'effet stabilisant de l'énergie cinétique de l'eau de la galerie, cela de façon suffisamment sûre et précise.
- 7° Pour fixer la section horizontale d'une chambre d'équilibre, pour ce qui concerne la stabilité du réglage, il faut tenir encore compte de :
 - la perte de charge dans la conduite forcée ;
 - la pente de la courbe de rendement de la turbine ;
 - le couplage en parallèle ;
 - l'amortissement désiré ;
 - éventuellement, des dimensions du bassin amont.

Les résultats du calcul de ces diverses influences sont récapitulés au chapitre 6 (notamment fig. 23).

Lausanne, juillet 1968.

Adresse de l'auteur :

Professeur A. Gardel, 10, avenue de la Gare, 1000 Lausanne.

BIBLIOGRAPHIE

Décomposition des programmes mathématiques, par P. Broise, P. Huard, J. Sentenac. Dunod, Paris, 1968. — Un volume de 124 pages, ill. Prix : broché, 22 F.

L'expression de « programme mathématique », encore récente, doit se comprendre ainsi : la recherche opérationnelle conduit souvent à chercher l'extremum d'une fonction d'un certain nombre de variables, astreintes à satisfaire à certaines contraintes ; on parle alors de programme linéaire si la fonction à extrémer et les contraintes sont linéaires ; dans les autres cas, on parle de programmes non linéaires, et d'une manière générale de programmes mathématiques. Il existe de nombreux algorithmes pour traiter ces problèmes ; dans les cas concrets, on se heurte souvent à des obstacles créés par le nombre considérable des inconnues, d'où la nécessité de procéder à une décomposition du programme. Ce petit ouvrage présente certaines de ces techniques de décomposition et, chose particulièrement précieuse, fournit des indications sur des résultats obtenus avec ces techniques.

Bien que les idées de base soient rappelées, cet ouvrage est essentiellement destiné à des lecteurs ayant déjà une certaine connaissance de ces questions ; il sera particulièrement utile aux praticiens.

C. B.

Friction and wear in machinery, Traduit du russe. Distribué par Pergamon Press, Oxford, Londres, etc. The American Society of Mechanical Engineers, New York, 1964. — Un volume 14 × 22 cm, VIII + 211 pages, figures. Prix : 84 sh.

Ce volume groupe douze communications russes (traduites en anglais) se rapportant à des études sur l'usure, le frottement et la lubrification dans divers domaines ayant trait à la construction des machines et à l'art de l'ingénieur mécanicien.

On y trouve en particulier des considérations originales sur l'effet des traitements thermiques et les moyens d'augmenter la résistance à l'usure de certains alliages. Les résultats de nombreux essais d'usure par frottement sont présentés et commentés, et plusieurs développements théoriques sont également donnés.

Ce livre intéressera les ingénieurs mécaniciens, les projeteurs, les constructeurs de machines et tous ceux qui travaillent dans cette discipline.

CARNET DES CONCOURS

Concours international « Siège d'Organisations Internationales et Centre de Conférences à Vienne »

Les organisateurs ont décidé de prolonger d'un mois les délais du concours. Les nouveaux délais ont été fixés comme suit : clôture des inscriptions : 31 janvier 1969. Demande de renseignements : 15 février 1969. Date limite d'envoi des projets : 31 mai 1969, à 24 h.

SOCIÉTÉ SUISSE DES INGÉNIEURS ET DES ARCHITECTES

Communiqué du Secrétariat général

La Société suisse des ingénieurs et des architectes, SIA, avise tous les éditeurs intéressés que la reproduction de normes SIA est interdite suivant les prescriptions qui régissent le copyright. La reproduction ne peut avoir lieu qu'avec l'accord formel de la SIA, qui n'est toujours accordé que pour une seule édition.