Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 111/112 (1938)
Heft: 21

Artikel: Contribution à l'étude des vannes-papillons
Autor: [s.n.]
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-49860

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: 08.01.2026

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

Wird der Mindestwert, der im Streuungsbild einer Versuchsreihe von Betonprobekörpern erhalten wurde, als die im Bauwerk vorhandene Festigkeit angesehen, so ergibt sich folgende Ueberlegung:

$$\beta_{\text{Prisma}} = 0{,}8\ \beta_{\text{Würfel}}$$

Die Streuung ist bei auf Bauten hergestelltem Beton festgestellt zu $\pm$ 35 % vom arithmetischen Mittel (vergl. Bendel, Statistisch-mathematische Auswertung systematischer Betonuntersuchungen, Bd. 102, S. 79*). Daher kann als Bauwerks-Betonfestigkeit eingesetzt werden

$$\beta_{\text{Bauwerk}} = 0{,}8\ \beta_{\text{Würfel}} \times (1 - 0{,}35)$$

$$\beta_{\text{Bauwerk}} \cong 0{,}5\ \beta_{\text{Würfel}}$$

Nimmt man für Eisen einen Sicherheitsfaktor von 2 an, so wird

$$W = \frac{a\,C'}{2}\left(1 - \frac{a\,C'}{2}\right)$$

Aus obiger Darstellung ergibt sich, dass die Anregungen von R. Maillart weiter verfolgt und *rechnerisch* erfasst werden können. Mit Leichtigkeit lassen sich auch übersichtliche Formeln ableiten für Plattenbalken, für aussermittigen Druck im Rechteckquerschnitt und für aussermittigen Druck im Plattenbalken unter Berücksichtigung des *plastischen* Bereiches. So ist es möglich, sich eine gute Vorstellung über das wahre Verhalten der auf Biegung beanspruchten Betonquerschnitte zu verschaffen.

Luzern, Januar 1938 L. Bendel, Ing.

Contribution à l'étude des vannes-papillons

De quelques résultats obtenus sur modèles réduits au cours d'essais effectués par les ateliers des CHARMILLES à Genève (D. GADEN, Ing.)

I. Des vannes-papillons en général
Leur critique — leurs avantages

La question des vannes-papillons a fait, il n'y a pas longtemps, l'objet de plusieurs publications [1]) qui témoignent de l'intérêt que les exploitants et constructeurs accordent à ce type d'organe de fermeture. Certes, comme le faisait remarquer Du Bois, il s'agit là d'appareils utilisés en hydraulique déjà depuis bien des années; mais ceux-ci ont néanmoins connu, pendant quelques temps, une certaine défaveur motivée par des objections dont plusieurs se sont ensuite révélées mal fondées.

On accusa d'abord les vannes-papillons de provoquer des pertes de charge exagérées dues à la présence de leur lentille formant obstacle à l'écoulement, même en position toute ouverte. Or, ce n'est certainement pas par l'influence de l'augmentation de la surface mouillée (celle de la lentille) et des pertes par frottement qui en sont la conséquence, que l'on pouvait expliquer les pertes importantes mesurées et attribuées à ce genre de vanne. Il s'agissait d'une perte par changement de section et remous principalement à l'aval de la lentille et l'on dut reconnaître que celle-ci se produisait surtout lorsque le papillon suivait de près un coude, une dérivation, ou tout autre élément de conduite susceptible de produire, dans l'écoulement, une dissymétrie par rapport au plan de la lentille. Les filets liquides, au lieu de se diriger sur la lentille parallèlement à sa direction, l'abordaient alors sous un certain angle et il est aisé de comprendre que, dans ces conditions, l'écoulement à travers la vanne soit le siège d'un remous important et d'une forte perte de charge. Au contraire, la perte de charge reste dans des limites très comparables à celles d'autres types de vanne, et par conséquent parfaitement admissibles, si l'on observe les précautions voulues pour que les filets liquides, en abordant et en quittant la vanne, soient contenus dans des plans bien parallèles au plan médian de la lentille. On améliore encore les conditions d'écoulement en donnant à la lentille un profil approprié, voir, dans les cas de vitesses d'écoulement élevées, en la prolongeant, en position d'ouverture, par une paroi fixe bien effilée réduisant au minimum l'importance du sillage.

On reprocha ensuite aux vannes-papillons leur manque d'étanchéité; mais sans compter que dans nombre d'applications, celle des vannes de sécurité entre autres, la recherche de l'étanchéité n'est pas du tout indispensable, les constructeurs sont parvenus aujourd'hui, grâce à un usinage soigné du siège en biseau de la lentille, à lui conférer une bonne étanchéité et même à la rendre parfaite par l'emploi de joints élastiques, logés à la périphérie de la lentille et plaqués, en position de fermeture, contre le siège du corps, au moyen de la pression d'eau.

Enfin, on incrimina le principe même de la construction du papillon à l'occasion des déboires rencontrés dans l'utilisation de ces vannes, déboires dont la gravité s'accentua il est vrai jusqu'à celle de plusieurs accidents désastreux. L. Du Bois [2]) cite l'opinion défavorable, mais autorisée, émise en 1933 par l'ingénieur italien U. Bono et celui-ci n'a certes pas été le seul à déconseiller l'emploi de ce genre de vannes. Il est indéniable que la fermeture de la lentille crée dans l'écoulement au travers d'une vanne-papillon une discontinuité excessivement marquée; celle-ci n'est toutefois pas moins grande dans le cas de la fermeture d'une vanne à tiroir, au cours de laquelle le guidage de l'écoulement par les parois est détruit dans la même mesure que pour le papillon. Il en résulte un régime très turbulent et qui peut s'accompagner à l'aval, lorsque les vitesses d'écoulement sont assez grandes, de phénomènes de cavitation violents. Ce sont là deux causes qui, sans aucun doute, tendent à provoquer des vibrations; toutefois, si celles-ci se manifestent réellement sur la lentille et ses organes de commande d'une façon dangereuse, comme le fait craindre U. Bono, n'est-ce pas, ainsi que l'avance Du Bois, du fait d'une construction insuffisamment robuste ne tenant pas assez compte de cette possibilité de pulsations vibratoires, ni des efforts, de sens invariable, mais de valeur très élevée, auxquels la lentille est soumise de la part de l'eau en mouvement ? L'existence de vannes-papillons de dimensions importantes, employées comme vannes de fond (vidange) sous des chutes relativement hautes (jusqu'à près de 100 m) et qui ont fonctionné d'une façon satisfaisante, souvent même à ouvertures fractionnaires, est actuellement là pour apporter une confirmation éclatante à l'impression que publiait Du Bois. C'est en tout cas notre opinion très nette.

Nous croyons pouvoir attribuer la suspicion dont souffrit, aux yeux de certains, le type de vanne à papillon à l'ignorance qui régnait autour des problèmes qui le concernaient et nous pensons que le regain de faveur, dont il est actuellement l'objet, est dû non seulement à ses avantages, mais aussi aux études qui lui ont été consacrées. Leurs résultats sont venus apporter aux constructeurs qui s'y sont livrés les bases qui leur étaient nécessaires en vue de prévoir les dispositions, ainsi que de calculer les dimensions et la résistance à donner aux divers éléments de la vanne.

Rappelons encore que les avantages de la vanne-papillon résident principalement dans sa simplicité extrême, qu'il ne faut pourtant pas prendre comme raison d'une construction légère. Précisément parce qu'elle est composée d'éléments simples, la vanne-papillon peut aisément être construite robuste et elle doit l'être dès qu'il s'agit d'une vanne appelée à être manœuvrée sous courant, c'est-à-dire susceptible d'être soumise non seulement à des sollicitations de caractère vibratoire, mais aussi à des efforts importants s'exerçant dans un sens déterminé. En effet, si une lentille symétrique [3]), par rapport à l'axe de ses tourillons, est équilibrée lorsqu'elle est toute ouverte ou toute fermée, en position intermédiaire, elle est soumise de la part de l'eau en mouvement à une poussée excentrée. Cette poussée correspond à un couple dirigé dans le sens de la fermeture et dont la valeur est d'autant plus grande que le débit qui s'écoule est important.

La vanne-papillon est enfin caractérisée par l'absence de tout mécanisme intérieur noyé, c'est-à-dire exposé à l'oxydation, l'encrassement et autres déprédations dont l'eau peut être la cause. Les seuls frottements qui s'opposent au mouvement de son obturateur sont ceux auxquels donne lieu le pivotement des tourillons dans leurs portées, d'ailleurs convenablement lubrifiables. Cette réduction au minimum, sinon à zéro, du risque de grippage ou de coincement confère à la vanne-papillon une très grande sécurité de manœuvre. Ses organes de commande sont tous disposés à l'extérieure du corps de vanne et on peut ainsi leur réserver toutes les facilités d'accès, de vérification et d'entretien utiles.

II. De quelques objets des essais
Etude de deux classes de vannes

Parmi les problèmes intéressant le type de vanne à papillon, ressort au premier plan celui de la poussée et du couple auquel la lentille est soumise au cours de sa fermeture. Nous nous proposons d'examiner cette question en distinguant dès l'abord deux classes de vannes, correspondant à des conditions de fonctionnement essentiellement différentes.

---

[1]) *L. Du Bois*, A propos des vannes-papillons, «Bulletin Technique de la Suisse Romande», 3 et 17 mars, 22 décembre 1934.

— *O. Schnyder*, Ueber Drosselklappen, «Wasserkraft und Wasserwirtschaft», Nr. 22, 16. November 1935.

— *C. Keller* et *F. Salzmann*, Luft-Modellversuche an Drosselklappen für Druckleitungen von Wasserkraftanlagen, «Schweizerische Bauzeitung», Bd. 107, Nr. 13, 28. März 1936.

[2]) *L. Du Bois*, voir loc. cit. «B. T. S. R.», 22. 12. 36, page 329.

[3]) Pour que la lentille ait tendance à fermer d'elle-même jusqu'en fin de course (vanne autoclave) on a parfois recours à une excentricité de l'axe des tourillons qui partage alors la lentille en deux parties inégales. La poussée statique prépondérante, s'exerçant sur la plus grande d'entre elles, agit dans le sens de la fermeture.

Ce sont, d'une part, les vannes placées à l'entrée de turbines hydrauliques et sur le refoulement de pompes, ou d'une manière générale celles dont le débit, en cours de manœuvre de la lentille, est limité par une certaine contre-pression d'aval. Cette contre-pression peut-être provoquée soit par la présence d'un orifice d'écoulement de section déterminée, plus petite que celle de la vanne (cas d'une vanne de turbine), soit par l'existence d'une pression correspondant à une différence positive de niveau (cas d'une vanne de pompe). On peut évidemment concevoir la combinaison des deux moyens: orifice d'écoulement réduit et hauteur de refoulement.

D'autre part, sont à considérer les vannes susceptibles d'être manœuvrées sous le débit de gueule bée: manœuvre de fermeture seulement pour les vannes de sécurité insérées dans des conduites forcées alimentant une centrale hydraulique, manœuvre de fermeture et d'ouverture pour les vannes de fond (vidange) ou de décharge. Il s'agit là, également, d'un domaine très étendu, de l'application des vannes-papillon et caractérisé par le fait que le débit de la vanne, sous une pression d'amont donnée, ne dépend que de son degré d'ouverture.

Le problème de la poussée et du couple que l'eau imprime à une lentille de vanne-papillon en mouvement de fermeture est difficilement accessible au calcul analytique, du moins avec la prétention d'une rigoureuse exactitude. Celui-ci permet cependant de se rendre compte des facteurs entrant en ligne de compte: diamètre, pression, vitesse etc. . . . et de la façon dont ils interviennent dans la formule recherchée. Mais, c'est aux essais expérimentaux qu'il faut avoir recours pour fixer le ou les coefficients de ces formules, sur la valeur desquels les diverses caractéristiques constructives et fonctionnelles de la vanne exercent plus ou moins d'influence.

C'est tout d'abord la forme de la lentille et éventuellement celle de la paroi qui la prolonge, en position d'ouverture complète. Puis agit également la disposition rectiligne ou coudée de la tuyauterie d'amenée, c'est-à-dire la répartition, uniforme ou non, des filets liquides à l'entrée dans la vanne-papillon. Enfin, comme l'a fait remarquer O. Schnyder[4]), le rapport entre la pression d'amont et celle qui peut s'établir à l'aval de la vanne a une influence essentielle sur l'allure même des lois de la poussée et du couple. C'est à ce point de vue que diffèrent profondément les conditions de fonctionnement des deux classes de vannes que nous avons distinguées plus haut.

Dans la première classe, la contre-pression qui règne à l'aval est pratiquement toujours suffisante pour que la dépression qui s'établit dans les sections étranglées du papillon, à l'endroit où la vitesse d'écoulement est maximum, soit loin d'atteindre le vide absolu et n'engendre par conséquent aucune solution de continuité. Autrement dit, la récupération partielle de l'énergie cinétique de l'eau, entre les sections étranglées de la vanne et la région aval de la tuyauterie, où l'écoulement, perturbé par la présence de la lentille, est redevenu uniforme, n'est pas limitée par l'apparition du vide et les phénomènes de cavitation qui en sont la conséquence.

Dans la seconde classe de vanne, au contraire, ou bien cette récupération est nulle, ou elle est limitée à la valeur de la pression barométrique H_b. Elle est nulle quand la vanne n'est suivie d'aucun ajutage aval et que l'énergie cinétique de l'eau au passage dans les sections étranglées de la vanne est entièrement perdue et dissipée dans l'air. Elle est limitée, lorsque la vanne débite dans un ajutage aval cylindrique de même diamètre, a plus forte raison dans un ajutage divergent (effet Venturi), ajutage débouchant à l'air au même niveau que la vanne, ou à niveau inférieur (hauteur d'aspiration). En effet, quelle que soit l'énergie cinétique à récupérer, elle même fonction du débit, par conséquent de la pression d'amont, la dépression dans les sections étranglées de la vanne ne peut physiquement pas descendre au-dessous du vide absolu dont l'apparition entraîne les phénomènes de cavitation ayant pour effet de limiter le débit.

La première hypothèse correspond aux conditions d'installation de nombreuses vannes de fond (vidange) débitant, soit directement dans l'atmosphère, soit dans un ajutage de bien plus grand diamètre que la vanne, de manière que la veine liquide y soit abondamment ventilée. La seconde hypothèse est réalisée par d'autres exécutions de vannes de fond, suivies d'un ajutage cylindrique de même diamètre, puis plus généralement par les vannes de sécurité de conduites forcées, vannes qui doivent être prévues pour le cas où la section de rupture de la tuyauterie serait, non seulement totale, mais située à un niveau inférieur à celui du papillon.

Au cours de nos essais, nous avons eu l'occasion d'étudier diverses formes de lentille. Les résultats que nous publions en feront ressortir l'influence, mais ainsi que l'ont déjà observé C. Keller et F. Salzmann[5]), il est intéressant de constater qu'au point de vue valeur maximum du couple, les écarts, quoique sensibles, ne sont pas des plus importants. Par ailleurs, nous nous sommes placés dans l'hypothèse, qu'il faut du reste tendre à réaliser en pratique, d'une amenée d'eau rectiligne à régime uniforme.

Enfin, nous avons examiné attentivement les différents modes de fonctionnement caractérisés, soit par une contre-pression positive importante, obtenue au moyen d'un ajutage aval terminé par une tuyère d'orifice réduit, soit par une contre-pression nulle (débit à l'air libre), soit par une contre-pression négative correspondant à l'utilisation d'un ajutage aval de même diamètre, ou divergent, horizontal voire avec une hauteur d'aspiration.

Si l'on considère, en position de fermeture, une lentille de diamètre D, exprimé en mètres, soumise à une différence statique de pression $\Delta_s H$, évaluée en mètres d'eau, la résultante en kg des efforts qui s'exercent sur elle et qui ne correspondent alors qu'à une poussée statique s'élève à

$$P_o = \gamma \frac{\pi}{4} D^2 \Delta_s H = k_{po} D^2 \Delta_s H \text{ avec } k_{po} = 786 \text{ kg/m}^3 \quad \text{(I)}$$

Chacun des deux couples qui se font équilibre et qui sollicitent une des demi-lentilles situées de part et d'autre de l'axe des tourillons s'obtient[6]) en kgm par

$$C_o = \frac{\gamma}{12} D^3 \Delta_s H = k_{co} D^3 \Delta_s H \text{ avec } k_{co} = 83{,}3 \text{ kg/m}^3 \quad \text{(II)}$$

Enfin, le débit en m³/sec qui devrait théoriquement passer par une section libre de même diamètre que la lentille s'exprime par:

$$Q_o = \frac{\pi}{4} D^2 \sqrt{2 g \Delta_s H}$$

ou

$$Q_o^2 = k_{qo} D^4 \Delta_s H \text{ avec } k_{qo} = 12{,}1 \text{ m/sec}^2 \quad . \quad \text{(III)}$$

Lorsque la lentille occupe une position d'inclinaison $\alpha \neq 0$ sur l'axe de la vanne, elle est soumise à une poussée P, donnant lieu à un couple C (les couples sur les deux demi-lentilles n'étant plus équilibrés) et laisse passer un débit Q. Il est logique de chercher à rapporter les valeurs de P, C et Q à celles de P_o, C_o et Q_o et d'écrire encore:

$$P = k_p D^2 \Delta H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(I')}$$

$$C = k_c D^3 \Delta H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(II')}$$

$$Q^2 = k_q D^4 \Delta H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(III')}$$

formules dans lesquelles k_p k_c et k_q sont des coefficients, de mêmes dimensions que k_{po} k_{co} k_{qo}, dont les valeurs sont fonction de l'inclinaison α et où ΔH est alors une différence de pression évaluée en mètres d'eau qui dépend de la valeur de la pression H appliquée à l'amont de la vanne et des conditions d'aval.

Ce sont les valeurs des coefficients k_p k_c et k_q ainsi que la détermination de la fonction ΔH que nous avons essayé de dégager des résultats des essais entrepris par les Ateliers des Charmilles à l'occasion d'une importante fourniture de vannes-papillons.

III. Des moyens employés

Ces essais furent effectués sur modèles réduits exécutés les uns avec 200, les autres avec 155 mm de diamètre, ce qui permit de vérifier la loi de similitude, d'ailleurs évidente, où le diamètre intervient à la puissance 2, 3 ou 4 selon qu'il s'agit de la poussée, du couple ou du carré du débit.

Ils ont été exécutés avec de l'eau, mode opératoire qui exige la mise en œuvre de moyens plus importants et de maniement plus délicat que les essais à l'air. Certes ce n'est pas que les résultats de ces derniers, tels que les ont préférés d'autres expérimentateurs[7]) nous aient paru, par principe, sujets à caution. Il pouvait au contraire paraître possible de réaliser, dans le cas qui nous occupe, une similitude satisfaisante entre écoulement d'air et écoulement d'eau; mais il était intéressant d'obtenir une vérification expérimentale de cette similitude et de rechercher à quelles conditions et dans quelles limites elle se produisait.

Remarquons tout d'abord que l'écoulement au travers d'une vanne-papillon est de caractère essentiellement turbulent. De plus, si l'on considère, d'une part les dimensions d'une vanne industrielle ou même d'un modèle d'essai, comme ceux que nous avons employés, puis d'autre part les vitesses d'eau utilisées, telles qu'on les rencontre dans le domaine de l'hydraulique appliquée, on constate que le nombre de Reynolds correspondant atteint une valeur très élevée, de l'ordre de 400 000 et plus. Or, on sait que dans ces conditions, la similitude devient indépendante de la valeur du nombre de Reynolds, c'est-à-dire que l'influence des parois et de la viscosité cinématique propre du liquide, est dépassée, en quelque sorte masquée, par la viscosité fictive due à la grande

[4]) *O. Schnyder*, voir loc. cit.

[5]) *C. Keller* et *F. Salzmann*, voir loc. cit.

[6]) *O. Schnyder*, voir loc. cit.

[7]) *C. Keller* et *F. Salzmann*, voir loc. cit.

turbulence[8]) et dont les effets sont dans le rapport du carré des vitesses, ainsi que toutes les pressions. Comme pour un fluide parfait, la similitude peut alors être réalisée, dans deux modèles homologues, avec un rapport arbitraire des pressions; en particulier, dans un modèle donné, l'écoulement s'effectue selon des trajectoires dont la forme reste la même quelle que soit la vitesse, la valeur de cette vitesse en un point quelconque du système variant seulement dans le rapport de la racine carrée des pressions.

Pour que l'écoulement d'air soit bien semblable à celui de l'eau, il est donc en premier lieu nécessaire que le nombre de Reynolds correspondant aux conditions d'essai dépasse celui du seuil du régime que nous venons de définir[9]) et qui pour de mêmes dimensions linéaires du modèle exige une vitesse d'air environ 13 fois plus forte que la vitesse d'eau (rapport des viscosités cinématiques). Si une vitesse de cet ordre peut être pratiquement réalisée sans difficulté, il faut en outre prendre garde qu'elle reste suffisamment inférieure à celle du son pour pouvoir négliger l'influence de la compressibilité de l'air; mais la grandeur du modèle peut être choisie en conséquence.[10]).

C'est sur la base de ces considérations, que l'ont peut escompter voir se réaliser, la similitude entre un écoulement d'air et l'écoulement de l'eau dans une vanne de la première des deux classes que nous avons distinguées, où les dépressions dans les sections étranglées ne descendent pas au voisinage du vide. Mais, en ce qui concerne la seconde classe de vannes, il en est tout autrement. Tout d'abord, si la vanne n'est suivie d'aucun ajutage, on ne peut a priori assurer qu'il y aura similitude d'écoulement entre un modèle débitant de l'eau dans le milieu atmosphérique et un modèle débitant de l'air dans ce même milieu, également constitué par de l'air. De plus, si la vanne est munie d'un ajutage aval cylindrique ou divergent, l'écoulement d'eau peut donner lieu à des dépressions locales atteignant la tension de vapeur et correspondant à des zones de cavitations. Par contre, avec de l'air — et étant donnée sa faible densité — non seulement il faudrait avoir recours, pour produire des dépressions importantes, à des vitesses d'écoulement excessives, mais de ce fait même la compressibilité du fluide ne resterait plus négligeable et la similitude avec l'écoulement d'eau deviendrait alors tout à fait irréalisable. Les essais à l'eau ont permis de vérifier, qu'il n'est nécessaire d'avoir ni une très grande vitesse, ni par conséquent une forte pression d'amont, pour donner naissance à des dépressions tendant au vide, à l'arrière d'une lentille en position inclinée, suivie d'un ajutage cylindrique ou divergent. On conçoit que, dans ces conditions, les lois de l'écoulement deviennent entièrement différentes de celles que l'on peut étudier par des essais à l'air et seules des expériences exécutées systématiquement avec de l'eau se prêtent aux investigations nécessaires à leur sujet.

Comme dans le cas d'une vanne débitant à gueule bée dans un ajutage (sans orifice réduit), nous présumions que c'était le régime limite du vide absolu derrière la lentille qui produisait les plus grands débits et les efforts les plus importants, nous avons cherché à l'établir même avec les plus plus faibles pressions d'amont utilisées. Ne pouvant avoir recours à une hauteur statique d'aspiration, nous avons employé en règle générale, un ajutage divergent pour produire l'effet Venturi maximum. Nous avons cependant remarqué que déjà pour les valeurs moyennes des pressions réalisées, les résultats demeurent les mêmes avec un ajutage cylindrique d'une longueur égale à quelques diamètres.

Notons encore en passant que pour que l'ajutage aval produise son effet, il faut évidemment qu'il soit amorcé. Au cours de mesures effectuées par valeurs croissantes de l'ouverture du papillon, nous avons souvent constaté une soudaine et importante augmentation du débit, de la poussée hydraulique et du couple, sans modification appréciable de la position de la lentille. Nous avons pu contrôler que ce changement de régime correspondait à l'amorçage de l'ajutage aval, amorçage qui, pour une pression d'entrée déterminée, se produit déjà pour des ouvertures d'autant plus faibles que l'ajutage est long.

Tant que l'amorçage n'est pas assuré, l'eau sort de l'ajutage sous la forme d'un cylindre creux, qui permet à la pression atmosphérique de s'établir jusque sur la face arrière de la lentille, ce qu'indique d'ailleurs bien la lecture d'un piézomètre branché en son centre. Dès que l'ajutage est amorcé, le jet d'eau devient compact, la pression à l'aval du papillon tombe en-dessous de la pression atmosphérique (amorçage partiel) et peut même atteindre le vide absolu (amorçage complet); en même temps des bruits de cavitation très nets se font entendre à l'arrière de la lentille et dans l'ajutage.

Si l'on referme progressivement le papillon, une fois l'amorçage établit, celui-ci subsiste jusqu'à des ouvertures beaucoup plus faibles que celle pour laquelle il avait pris naissance lors du mouvement d'ouverture. Dans la suite de nos essais, nous n'avons naturellement considéré que les résultats correspondant au régime amorcé.

IV. Des lois de l'écoulement au travers du papillon

Supposons (fig. 1) une lentille L occupant une position inclinée par rapport à l'axe du corps de vanne. Imaginons ce corps précédé d'une tuyauterie d'amenée rectiligne, où l'écoulement a lieu d'une façon uniforme sous la pression H_1, et suivi d'un ajutage dont toute la section est occupée par de l'eau; au bout d'un certain trajet, l'écoulement particulièrement perturbé juste à l'aval de la lentille, reprend peu à peu son caractère uniforme, sous la pression H_2. Nous nous plaçons dans l'hypothèse où le tuyau d'amenée, la vanne et l'ajutage aval sont de même diamètre.

Le bord amont a de la lentille étant déporté en-dessous de l'axe, celle-ci dévie le long de sa face supérieure $a\,b\,c\,d$ un débit plus important que celui qui passe à la partie inférieure. Il s'établira donc vers $d\,j$, dans la section étranglée par le bord aval de la lentille, une vitesse d'écoulement plus grande que vers $e\,m$, dans la section, de valeur voisine de la précédente, étranglée par le bord amont de la lentille. Ces sections étranglées étant suivies d'un ajutage de plus grande section, il s'ensuivra une récupération au moins partielle de l'énergie de vitesse, récupération qui tendra à créer en $d\,j$ et $e\,m$ des pressions plus faibles que la pression H_2 qui règne à l'aval en p, dans la région où l'écoulement est de nouveau uniforme. Théoriquement, à cause de la différence de débit, la dépression devrait être plus forte en $d\,j$ qu'en $e\,m$.

Considérons une fraction de la lentille comprise entre deux plans parallèles voisins perpendiculaires à l'axe des tourillons (par exemple de part et d'autres du plan médian). A l'amont, sur la partie $a\,b$ du profil de la lentille faisant face au courant, l'effet d'impact doit provoquer, comme dans un tube Pitot, l'établissement local d'une pression H correspondant à l'énergie totale[11]) de l'eau à l'entrée de la vanne, où règne en moyenne la pression H_1 et la vitesse v_1

$$H = H_1 + \frac{v_1^2}{2\,g} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad \text{(IV)}$$

[11]) Constatation faite par *C. Keller* et *F. Salzmann* dans leurs essais à l'air.

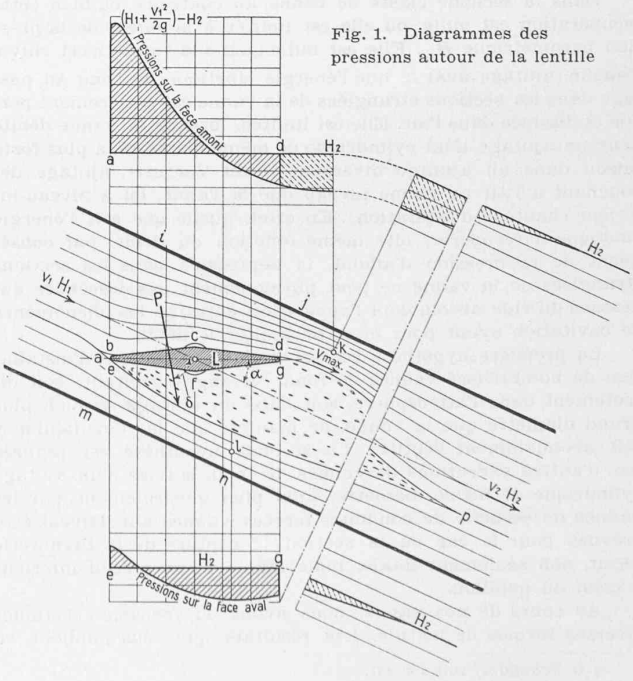

Fig. 1. Diagrammes des pressions autour de la lentille

[8]) *L. Escande,* Etude théorique et expérimentale sur la similitude des fluides incompressibles pesants.

[9]) Cette valeur limite du nombre de Reynolds dépend du genre d'écoulement considéré. Elle ne peut être fixée a priori et doit être déterminée par une série d'essais.

[10]) Un autre facteur dont l'intervention est de nature à troubler profondément la similitude, même à nombres de Reynolds égaux, est le degré de préturbulence de la veine fluide abordant l'obstacle, que constitue ici la lentille. De nombreux essais ont démontré l'influence souvent très importante de la préturbulence sur les coefficients de trainée ou de portance d'un corps exposé aux effets d'un fluide en mouvement (*A. Tenot,* Leçons de Mécanique-physique des fluides, Dunod 1938); c'est dire combien l'application de la similitude entre écoulements d'air ou d'eau comporte de considérations délicates.

A cause de la diversité des définitions, données par d'autres auteurs, de la valeur H dont il y a lieu de tenir compte, nous insistons bien sur le fait que nous considérons cette valeur comme représentative de l'énergie totale de l'eau à l'entrée de la vanne, c'est-à-dire égale à la pression manométrique nette H_1, toutes pertes de charge d'amont non comprises, augmentée de la hauteur représentative de la vitesse v_1. De même, nous définissons par ΔH la différence entre les valeurs de l'énergie totale de l'eau à l'entrée et à la sortie de la vanne dans la région où l'écoulement est de nouveau uniforme.

$$\Delta H = \left(H_1 + \frac{v_1^2}{2\,g}\right) - \left(H_2 + \frac{v_2^2}{2\,g}\right)$$

soit à proprement parler la perte de charge provoquée par le papillon, les pertes par frottement qui y sont comprises étant négligeables en regard de la précédente.

Bien que nos essais n'aient pas comporté de relevé des pressions le long du profil de la lentille, nous pouvons néanmoins essayer de nous former une image de leur répartition pour chercher une explication aux résultats obtenus et dégager une interprétation générale. Les diagrammes de la fig. 1, dont nous nous servirons pour notre exposé, n'ont donc aucune prétention à l'exactitude, au point de vue quantitatif; nous pensons par contre qu'ils donnent bien une représentation qualitative conforme du phénomène à étudier.

En partant du bord amont a et en suivant la face supérieure dans le sens de l'écoulement, on relèverait des pressions progressivement décroissantes depuis le maximum H. Jusqu'un peu au-delà de b, la déviation des filets liquides maintient le long de la lentille une certaine pression puis l'écoulement s'accélérant dans le canal convergent formé par la lentille $b\,c\,d$ et le corps de vanne $i\,j$, la pression tombe (voir diagramme fig. 1) pour atteindre vers k, dans la section étranglée où la vitesse de passage est maximum, une valeur inférieure à la pression d'aval H_2. En effet, dans le régime considéré, caractérisé par une forte turbulence et un grand nombre de Reynolds, il se produit, à l'arrière de la lentille, dès que celle-ci prend une certaine inclinaison, un sillage $g\,p\,e$, limité par une surface de discontinuité de la vitesse, entourant un noyau où l'eau est animée de mouvements vibratoires et tourbillonnaires, mais ne participe pas au mouvement général de l'écoulement. Comme la section de ce noyau va progressivement en diminuant vers l'aval, la première partie de l'ajutage aval se comporte à la façon d'un diffuseur; malgré les pertes importantes d'énergie dont il peut être siège, il récupère donc au moins partiellement la force vive de l'eau et provoque de k en p (voir diagramme fig. 1) une réaugmentation de la pression, de même que de l en p.

Le coté aval de la lentille est en contact avec l'eau contenue à l'intérieur du sillage. La surface limite de ce sillage correspond bien à une discontinuité des vitesse, mais elle n'établit pas une discontinuité des pressions; la pression de l'eau dans la masse tourbillonaire à chacune des extrémités de la lentille se rapproche donc de celle des filets immédiatement voisins. Comme la pression est plus élevée dans la section $e\,m$ que dans la section $d\,j$ (d'après notre remarque de la page 264), un écart du même ordre existe entre les points e et g; entre deux la pression se répartit suivant une certaine loi (voir diagramme fig. 1).

La résultante des pressions, établies selon les diagrammes amont et aval, correspond à une poussée P et à un couple C. Or, si comme nous l'avons exposé au paragraphe précédent, la similitude est réalisée quel que soit le rapport des diamètres des modèles et celui des pressions, on peut, aussi bien pour la tranche de lentille considérée, que pour la lentille entière, exprimer:

la poussée par $P = k_p\, D^2\, \Delta H$
le couple par $C = k_c\, D^3\, \Delta H$
et le carré du débit par $Q^2 = k_q\, D^4\, \Delta H$

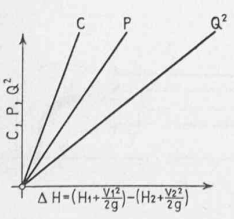

Fig. 2.

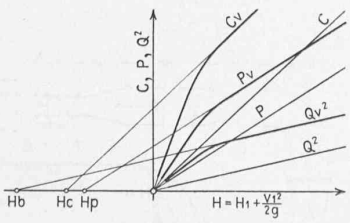

Fig. 3.

Graphiques théoriques de la poussée P, du couple C et du carré du débit Q^2, avec contre-pression positive (fig. 2) et avec contre-pression nulle ou égale au vide (fig. 3)

En portant dans un système de coordonnées cartésiennes (Fig. 2), en abscisses l'écart de pression ΔH et en ordonnées la poussée P, le couple C et le carré du débit Q^2, on doit donc obtenir comme graphiques représentatifs trois droites concourant à l'origine. Notons en passant que le coefficient k_q doit atteindre des valeurs bien supérieures à celle de 12,1 m/sec² définie par l'équation (III), ceci à cause de l'effet Venturi signalé plus haut; il s'agit ici moins d'un coefficient de débit que d'un coefficient (inverse) de perte de charge.

Dans le cas où la vanne débite directement à l'air libre et que la force vive de l'eau est entièrement dissippée:

$$H_2 + \frac{v_2^2}{2\,g} = 0 \text{ et } \Delta H = H_1 + \frac{v_1^2}{2\,g} = H.$$

La pression atmosphérique règne alors sur toute la face aval de la lentille, l'effet du diagramme de pression aval disparaît et l'on peut exprimer:

la poussée par $P = k_p\, D^2\, H$
le couple par $C = k_c\, D^3\, H$
et le carré du débit par $Q^2 = k_q\, D^4\, H$

Les valeurs des coefficients k_p, k_c et k_q doivent toutefois être sensiblement plus faibles que celles du cas précédent, car pour une même valeur de H (deuxième cas) et de ΔH (premier cas) et à cause de l'effet Venturi, la diminution de pression le long de la face amont de la lentille (écart entre les points a et d) est bien moins prononcée dans le deuxiéme cas que dans le premier. En particulier, le coefficient k_q reprend ici sa signification de coefficient de débit et doit toujours demeurer inférieur à la valeur théorique de 12,1 m/sec² définie par l'équation (III).

En portant (Fig. 3), en fonction de H dans un diagramme cartésien, les valeurs de P, C et Q^2, on obtient donc de nouveau, comme graphiques représentatifs, trois droites concourant à l'origine, mais d'inclinaisons plus faibles que celles du premier cas.

Enfin, dans le cas où le vide est établi dans les sections étranglées de la vanne, on serait à première vue tenté de reprendre purement et simplement les équations du deuxième cas, en ajoutant au terme H la valeur de la pression barométrique H_b ou une valeur très voisine. Cette adjonction est en tout cas correcte pour l'équation du débit:

$$Q^2 = k_q\, D^4\, (H + H_b)$$

le coefficient k_q gardant la même valeur que dans le deuxième cas, car il est raisonnable d'admettre que la différence entre les pertes par frottement de la veine liquide, contre le noyau d'air (deuxième cas) ou contre le noyau d'eau à l'intérieur du sillage (troisième cas), est négligeable par rapport aux autres pertes par turbulence.

Mais, tandis que dans le deuxième cas le diagramme des pressions aval était équilibré (pression atmosphérique en tous points), dans le troisième cas un écart de dépression (vide) peut subsister sur la face de la lentille entre le point g, où elle est plus forte, et le point e, où elle est plus faible. L'effet de ce diagramme aval sur la poussée et sur le couple est alors fonction de la pression barométrique H_b, mais il ne doit guère dépendre de la vitesse d'écoulement, donc de la pression H d'amont. Si on l'admet rigoureusement indépendant de la pression H d'amont, on peut exprimer

la poussée par $P = k_p\, D^2\, (H - H_p)$ avec $0 < - H_p < H_b$
le couple par $C = k_c\, D^3\, (H - H_c)$ avec $0 < - H_c < H_b$

les coefficients k_p et k_c étant les mêmes que ceux du cas précédent (deuxième).

En portant, en fonction de H, dans un diagramme cartésien (Fig. 3), les valeurs de P, C et Q^2, on devrait donc obtenir trois droites P_v, C_v et Q_v^2, chacune parallèle aux droites P, C et Q^2 du deuxième cas et coupant l'axe des abscisses:

la droite P_v en un point d'abscisse H_p
la droite C_v en un point d'abscisse H_c
la droite Q_v^2 en un point d'abscisse $H_q = - H_b$

Si l'effet du diagramme de pression aval (écart de dépression entre e et g) dépendait aussi de la vitesse d'écoulement, donc de H, le parallèlisme des droites P_v et P d'une part, C_v et C d'autre part, deviendrait en défaut; mais on conçoit que cette influence, si elle existe, doit rester bien faible.

Lorsque, comme ce fut le cas de nos essais, le vide est établi, non par une hauteur statique d'aspiration, mais par un ajutage horizontal divergent (diffuseur) son amorçage complet ne peut subsister en deça d'une certaine limite de vitesse, donc de pression amont H. Par valeurs décroissantes de H, le vide diminue (amorçage partiel) et tend vers zéro. Les courbes représentatives de P, C et Q^2 s'infléchissent donc, en s'éloignant des droites P_v, C_v et Q_v^2 correspondant à l'amorçage complet,

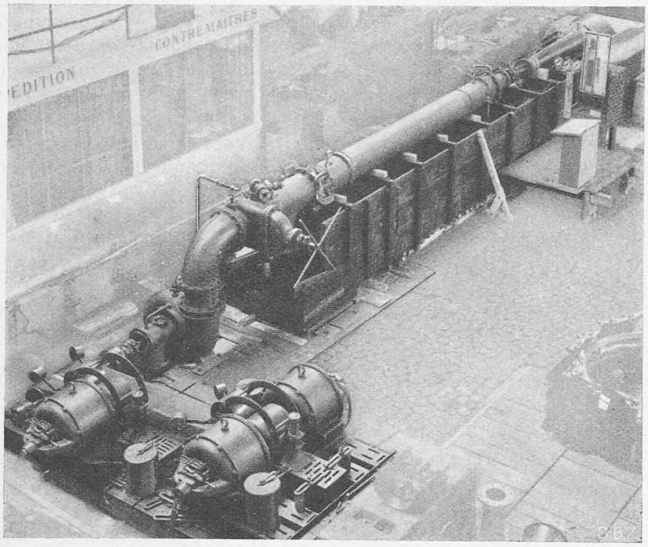

Fig. 4. Vue générale de l'installation d'essais

et se dirigent toutes vers l'origine qu'elles atteignent avec des pentes voisines de celle des droites P, C et Q^2 du premier cas (fig. 2). Dans le régime avec un faible amorçage, en effet, les phénomènes de cavitations disparaissent et comme dans le premier cas la valeur des dépressions réparties le long de la face aval de la lentille, devient proportionnelle à la différence de pression amont-aval; autrement dit, la similitude se rétablit par rapport à ΔH qui dans ce cas particulier est égal à H puisque la pression régnant à l'extrémité du système est la pression atmosphérique (zéro) et que la vitesse d'échappement y est très ralentie $\left(\frac{v_2^2}{2g} = 0\right)$

Il nous reste maintenant à voir dans quelle mesure les prévisions auxquelles nous ont conduits ces quelques considérations théoriques, sont vérifiées par les résultat d'essais. Mais nous décrirons d'abord l'installation et les dispositifs employés.

V. De l'installation ayant servi aux essais Les dispositifs et les méthodes utilisés

L'installation utilisée, dont la fig. 4 donne la vue d'ensemble, est schématiquement représentée sur les fig. 5 et 6 dont la première correspond aux essais avec diffuseur, la seconde à ceux à air libre, ou avec ajutage terminé par une tuyère.

Le débit nécessaire était fourni, sous une pression réglable de 5 à 24 m, par une pompe A, suivie d'un coude B et d'un robinet C, dans une tuyauterie D de 400 mm de diamètre et d'une longueur d'environ 5 m largement suffisante pour régulariser l'écoulement. A cet effet concourait également l'accélération produite par la pièce convergente E raccordant l'extrémité de la tuyauterie de 400 mm à l'ajutage F, de même diamètre que la vanne d'essai G et la précédant immédiatement.

C'est à l'extrémité aval de la tuyauterie d'amenée de 400 mm que furent effectuées les mesures de la pression H_1 à l'aide d'un manomètre de précision, convenablement étalonné par des lectures sur un tube piézométrique. Conformément à la définition de la pression d'entrée H dans la vanne, telle que nous l'avons proposée au chapitre IV, les indications H_1 du manomètre ont été majorées de la hauteur $(v_1^2 : 2g)$ représentative de la vitesse d'écoulement v_1 sous la prise du manomètre, celle-ci étant déduite de la mesure du débit. En opérant de cette manière, nous avons négligé la perte de charge correspondant à l'écoulement dans la pièce convergente E et l'ajutage F jusqu'à l'entrée dans la vanne, mais un calcul de ces pertes par les formules habituelles nous a montré que l'erreur ainsi commise atteignait au plus 5 % et restait la plupart du temps encore bien inférieure à ce maximum correspondant au passage de plus grand débit (vanne toute ouverte) sous la plus faible chute de 5 m. Grâce à cette approximation, d'un degré suffisant eu égard à la précision à laquelle les autres mesures peuvent prétendre, la pression d'entrée a pu être mesurée dans de bonnes conditions, en évitant les aleas d'une vitesse d'écoulement trop élevée au droit des prises manométriques, comme cela aurait été le cas dans l'ajutage F de petit diamètre.

Au-delà de la vanne d'essai, était monté soit directement un diffuseur J, soit avec un écart convenable un tuyau d'évacuation K, soit encore un ajutage aval en contre-pression, terminé par une tuyère T. L'eau était finalement évacuée dans un coude L qui la dirigeait à l'extrémité amont d'un canal de jaugeage M, muni d'un déversoir de mesure N, du type à mince paroi, sans contraction latérale.

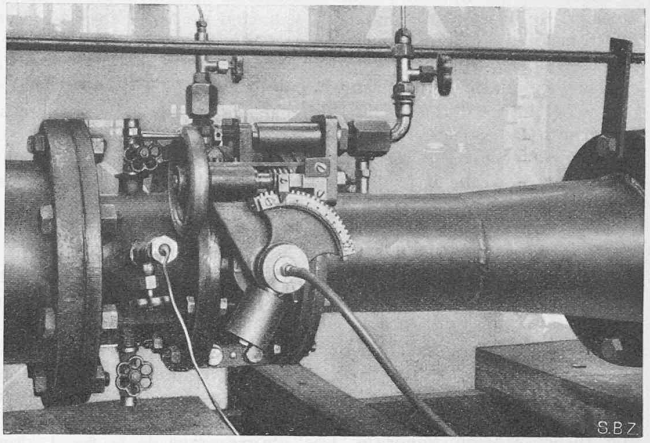

Fig. 7. Vue de la vanne d'essais

Dans les essais avec ajutage en contre-pression, la valeur de celle-ci: $H_2 + \frac{v_2^2}{2g}$ ou plus exactement de

$$\Delta H = \left(H_1 + \frac{v_1^2}{2g}\right) - \left(H_2 + \frac{v_2^2}{2g}\right)$$

furent déduites de mesures de débit. A cet effet, chacune des tuyères utilisées fut étalonnée; c'est-à-dire qu'on détermina sans interposition du papillon, le coefficient k'_q de la loi:

$$Q^2 = k'_q \, D^4 \, H$$

Avec la même tuyère, branchée à l'aval du papillon, et pour chaque inclinaison de lentille, on détermina ensuite le coefficient k''_q de la loi analogue:

$$Q^2 = k''_q \, D^4 \, H$$

On établit alors aisément que le coefficient k_q de la loi

$$Q^2 = k_q \, D^4 \, \Delta H$$

s'obtient par l'équation:

$$\frac{1}{k_q} = \frac{1}{k''_q} - \frac{1}{k'_q}$$

Les figures 7 et 8 donnent les vues de chaque côté de la vanne d'essai et la fig. 9 l'ensemble de la disposition des appareils de mesure. La fig. 10 permet de se rendre compte des détails de construction de la vanne et l'on y reconnait les divers éléments qui apparaissent sur les vues des figures précédentes: c'est sur elle que nous baserons la brève description suivante.

Dans le corps de vanne a pivote la lentille b dont les deux tourillons c et d reposent, à égale distance du centre de la vanne, dans deux paliers f à rotule, avec double rangée de billes. L'étanchéité au passage de chacun des tourillons dans la paroi du

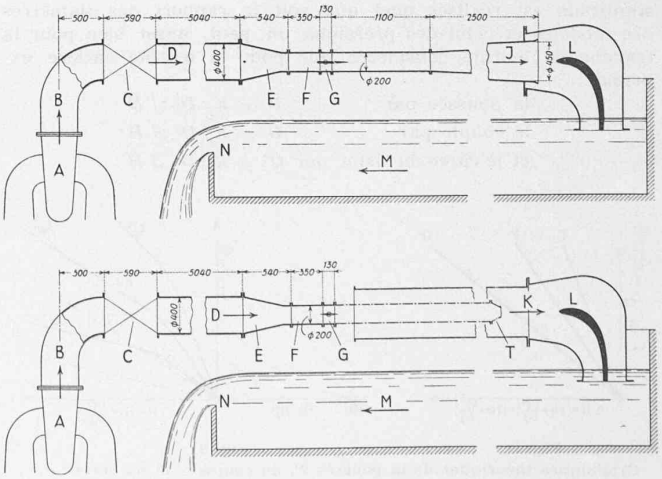

Fig. 5 et 6. Schémas de l'installation d'essais avec ajutage divergent, ou sans ajutage, ou avec tuyère

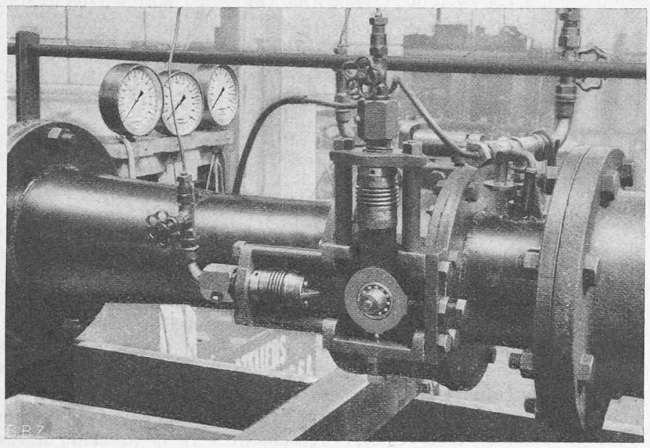

Fig. 8. Vue de la vanne d'essais

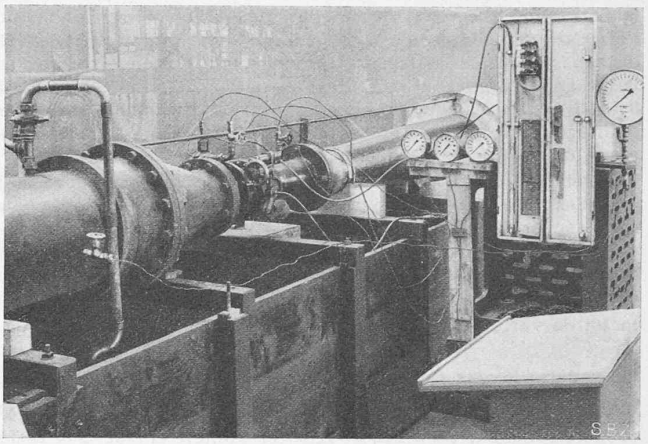

Fig. 9. Disposition des appareils de mesure

corps de vanne est assurée par un joint métallique *e*, grâce auquel les tourillons peuvent prendre un léger déplacement radial; celui-ci est par ailleurs rendu possible par une alésage des ouvertures *g* un peu plus grand que le diamètre des tourillons et un jeu convenable entre la périphérie de la lentille et la surface intérieure du corps de vanne.

La rotule *f* de droite est fixée rigidement au corps; sur le tourillon *d* qu'elle supporte sont montés un secteur denté claveté *h*, commandé par une vis sans fin *i*, et un levier fou *k* portant le palier de la vis sans fin précitée. La réaction de cette vis est transmise au corps par un soufflet métallique *l* dont l'axe est situé dans le plan médian de la rotule *f*, ceci pour éviter une réaction secondaire sur le tourillon opposé *c*. Le soufflet *l* est rempli d'huile, dont la pression, lue à un manomètre de précision, mesure l'effort de réaction et par conséquent le couple transmis par la lentille.

La rotule *f* de gauche n'est pas fixée au corps de vanne, mais à un double levier *m*; les bras de ce levier disposés, l'un dans le sens de l'écoulement, l'autre perpendiculairement, portent chacun un soufflet métallique *n* analogue au précédent, et dont l'extrémité opposée s'appuie sur un étrier *c* monté sur le corps. La lecture de la pression de l'huile remplissant chacun des soufflets mesure les composantes de la réaction de la rotule et permet de déterminer en grandeur et en direction la poussée hydraulique sur la lentille.

Une vis *p*, sur la butée du soufflet *l*, et un écrou *q*, sur l'appui de chacun des soufflets *n*, permettent de régler juste à zéro, la pression lue aux manomètres en position de repos. Le tarage de ces soufflets a d'ailleurs fait l'objet de vérifications renouvelées en cours d'essais; leur utilisation s'est révélée tout à fait satisfaisante et a permis de procéder aux mesures dans le temps le plus réduit, avec le maximum de précision et de commodité.

Ajoutons encore que le degré d'ouverture de la lentille (de 0° à 80°) était lu à un indicateur gradué, fixé au secteur *h*. Enfin, un contrôle du vide à l'aval du papillon pouvait être effectué au moyen d'un piézomètre à mercure relié par le forage d'un des tourillons à une prise percée au centre de la face arrière de la lentille.

VI. Des résultats: leur interprétation et leur comparaison aux prévisions théoriques

Diagrammes en *P*, *C* et Q^2

Les essais de papillon, sous pression ou différence de pression variable, auxquels il fut procédé, ont principalement porté sur trois différentes sortes de lentilles, exécutées au diamètre de 155 mm et au diamètre de 200 mm. La première *A* comporte un profil également effilé, à l'amont comme à l'aval; elle est géométriquement symétrique par rapport à l'axe de ses tourillons. La seconde *B* a, à l'aval, le même profil effilé que la première, mais à l'amont ses faces sont planes, parallèles et raccordées par un demi-tore. La troisième *C* dérive de la seconde en ce sens que sa périphérie amont est également épaisse, toutefois les deux plans parallèles qui constituent ses faces se prolongent jusqu'en aval pour se raccorder, en position toute ouverte, aux surfaces latérales d'une quille fixe à profil convenablement effilé. La séparation entre lentille et quille est oblique. Le profil des trois types de lentille est représenté au bas de la fig. 10.

Ces trois formes de lentille ont été soumises, en modèle réduit de diamètre 200 mm comme dans celui de diamètre 155 mm, à des essais correspondant aux différentes conditions de fonctionnement [12]) que nous avons distinguées au chapitre III, à savoir: a) Contre-pression aval minimum (négative), soit le vide obtenu au moyen d'un ajutage divergent (diffuseur). b) Contre-pression aval nulle obtenue en faisant débiter la vanne dans l'air, sans aucun ajutage aval. c) Contre-pression aval positive, obtenue au moyen d'un ajutage terminé par une tuyère d'orifice réduit, de diverses sections.

Nous publions certains des résultats obtenus, parmi les plus caractéristiques, sous la forme de divers diagrammes en *P*, *C* et Q^2, valeurs de la poussée, du couple et du carré du débit ramenées toutes au diamètre de 1 m de la lentille. Ces diagrammes sont à comparer à ceux des fig. 2 et 3 déduits des quelques considérations théoriques du chapitre IV. Nous publions également les graphiques résumant l'ensemble des résultats et donnant en fonction de l'inclinaison α de la lentille les grandeurs caractéristiques k_p, k_c, k_q puis H_p, H_c, H_q des divers cas; nous les accompagnons des commentaires suivants:

a) Contre-pression aval négative (ajutage divergent). Le tracé en fonction de la pression amont *H*, des courbes des valeurs de *P*, *C* et Q^2, relevées aux essais, fait clairement ressortir l'existence des deux régimes de fonctionnement que l'exposé présenté au chapitre IV nous avait amenés à prévoir, à savoir celle de l'amorçage complet et celle de l'amorçage

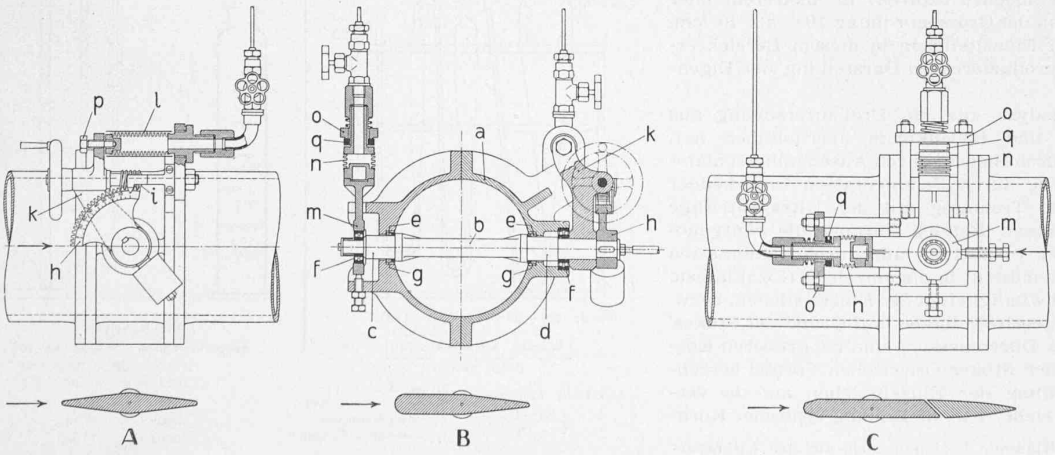

Fig. 10. Ensemble de la vanne d'essais et profil des lentilles

[12]) La lentille *C*, du fait de la présence de sa quille aval, n'a pas pu être essayée sans ajutage, selon le mode b) indiqué plus loin, correspondant au débit à l'air libre.

partiel. Nous prendrons, comme exemple de comparaison avec lediagramme théorique fig. 3, celui fig. 11 [13]) correspondent aux essais avec l'inclinaison $\alpha = 30^0$ sur la vanne munie de la lentille du type B, effilée seulement du côté aval. On constate qu'avec l'ajutage divergent utilisé, c'est à partir d'une pression H de 9 à 10 m, de valeur par conséquent relativement faible, que l'amorçage complet s'établit, nous voulons dire que le vide absolu règne au voisinage des sections étranglées de l'écoulement.

Cet amorçage demeure dès lors sans changement appréciable pour des pressions H plus élevées, c'est-à-dire des vitesses d'écoulement supérieures. Nous en voulons pour preuve le fait que les points Q^2 (carré du débit) s'alignent très correctement sur une droite coupant l'axe des abscisses à une distance de l'origine correspondant à la pression barométrique H_b, autrement dit que la loi de variation de Q^2 s'exprime par:

$$Q^2 = k_q \, D^4 \, (H + H_b)$$

avec, dans le cas particulier: $k_q = 1{,}65$ m/sec² et $H_b = 9{,}75$ m.

La vitesse dans les sections étranglées de la vanne est donc proportionnelle à $\sqrt{2\,g\,(H + H_b)}$ et comme H est la pression nette totale, énergie cinétique comprise, à l'entrée de la vanne, on peut bien en conclure que la pression moyenne régnant à la sortie, dans les sections étranglées, est $-H_b$, soit le vide absolu.

A ce régime ainsi caractérisé, correspond une loi linéaire de la poussée P et du couple C, dont les droites représentatives coupent l'axe des abscisses non pas à l'origine, mais bien comme prévu à des distances (dans le sens négatif) H_p et H_c toutes deux plus petites que H_b. Dans le cas particulier:

$$P = k_p \, D^2 \, (H - H_p) \text{ avec } k_p = 556 \text{ k/m}^3 \text{ et } H_p = -6{,}50 \text{ m}$$

$$C = k_c \, D^3 \, (H - H_c) \text{ avec } k_c = 40{,}7 \text{ k/m}^3 \text{ et } H_c = -8{,}00 \text{ m}$$

En dessous d'une pression H de 9 à 10 m correspondant à la vitesse limite d'écoulement provoquant l'amorçage complet, les courbes P, C et Q^2 s'incurvent pour se diriger comme il se doit sur l'origine puisque l'ajutage utilisé ne comportait pratiquement pas de hauteur statique d'aspiration[14]). C'est le régime de l'amorçage partiel, au cours duquel la pression dans les sections étranglées de la vanne s'éloigne progressivement du vide absolu (amorçage complet) et se rapproche de la pression atmosphérique (amorçage nul), au fur et à mesure que la pression d'amont décroît pour tendre également vers la pression atmosphérique. (à suivre)

[13]) Paraîtra dans le numéro suivant. Réd.

[14]) S'il existait une hauteur statique d'aspiration, les courbes convergeraient en un point d'abscisse négative égale à la dite hauteur.

Geotechnische Eigenschaften und Bestimmungsmethoden der Lockergesteine

Von Dr. ARMIN VON MOOS, Geolog, Institut für Erdbauforschung E. T. H. Zürich*)

Ein Ziel der wissenschaftlichen Materialprüfung ist die auf der Erkenntnis der Grundgesetze eines Materiales sich aufbauende restlose Vorhersage der zu erwartenden technischen Eigenschaften. Grundlage und Beginn dieser Materialprüfung bildet die Erfahrung. Die Forderung nach exakter Fassung der Erfahrungen und der Kontrolle der empirischen Beurteilung führt zur experimentellen Prüfung durch den Versuch und damit zur zahlenmässigen Erfassung der Vorgänge und Eigenschaften. Die Beurteilung der Versuchsergebnisse fordert aber die Kenntnis der Einzelvorgänge und der sie bedingenden Einzeleigenschaften der Materialkomponenten.

Das Studium der Bildungsbedingungen und gegenseitigen Lagerung der Lockergesteine ist eine der Aufgaben der Geologie. Die Kenntnis der allgemeinen geologischen Zusammenhänge muss stets die massgebende Grundlage bei der Beurteilung geotechnischer Probleme in Lockergesteinen bleiben. Die Grenzen des empirisch arbeitenden Geologen liegen aber dort, wo es sich darum handelt, einerseits die einzelnen Lockergesteine reproduzierbar zu charakterisieren und anderseits die zu erwartenden technischen Eigenschaften des einzelnen in sich homogenen Lockergesteines dem projektierenden Ingenieur zahlenmässig anzugeben.

Diese Aufgaben haben die Erdbaulaboratorien übernommen. Ihre wissenschaftliche Aufgabe ist es, durch petrographisch-geologische und kolloid-chemische, wie auch physikalisch-mechanische Forschung die Erkenntnis über Ursachen und Grundgesetze der technischen Eigenschaften der Lockergesteine zu fördern. Im Folgenden soll versucht werden, vom petrographisch-geologischen Standpunkte aus Zusammenhänge zu zeigen, die zwischen der Zusammensetzung der Lockergesteine und ihren geotechnischen Eigenschaften bestehen.

Kornverteilung

Die Lockergesteine gehören ausnahmslos zu den durch physikalische und chemische Zerstörung und Umsetzung aus älteren Gesteinen hervorgegangenen Sedimenten. Ihr fundamentales Charakteristikum ist ihre Zusammensetzung aus Einzelteilchen (Mineralien, Gesteinen, organischen Stoffen) in diskretem oder agglomeriertem Zustand von der Grössenordnung 10^{-5} bis 10^2 cm. Die Art der Verteilung der Einzelteilchen in diesem Bereich ergibt uns ein Mittel zur reproduzierbaren Darstellung der Eigenart der Lockergesteine.

Die Kornverteilungsanalyse, die die Erdbauforschung aus der Sedimentpetrographie und Bodenkunde übernommen hat, trennt das Lockergestein durch Sieben, durch Auseinanderschlämmen im strömenden Wasser, durch Sedimentation in ruhender Flüssigkeit oder durch die Trennung mit der Ultrazentrifuge (weitere Ergebnisse in diesem Bereich vermag die röntgenographische Untersuchung zu vermitteln) und durch Kombination dieser Methoden direkt oder indirekt in die einzelnen Kornklassen. Dabei werden die Sinkgeschwindigkeiten der Einzelteilchen, bezw. die notwendige Strömungsgeschwindigkeit auf Grund der Stokes'schen Formel (bis 0,01 mm Durchmesser) und bei gröberen Körnern (über 0,01 mm) mit der Stokes-Oseenschen Formel berechnet [24, 7, 9][1]). Die Verteilung der Einzelteilchen auf die verschiedenen Korngrössenbereiche, d. h. die Bildung typischer Kornassoziationen ist das Resultat der geologischen Bildungsgeschichte, vor allem der Umlagerungsgeschichte des einzelnen Lockergesteins.

Der Transport der mechanischen Zerstörungsprodukte durch das Eis wirkt mischend und schafft Ablagerungen (Moränen), die Teilchen von sehr fein bis sehr grob enthalten. Murgänge, unter Umständen auch Bergstürze und Bergschlipfe, können ähnlich heterogene Mischungen bilden. Selektive Bedingungen und damit Ausschaltung bestimmter Kornklassen ergibt der Transport im fliessenden Wasser. Je nach der Dynamik der Vorgänge entstehen dabei strenge, homogene Ausleseprodukte (z. B. Strandsande) oder aber oft typische Mischungen benachbarter Kornklassen (Schotter, Flussablagerungen, Auelehme, Deltaablagerungen usw.). Für Ablagerungen in Staubecken, Seen oder Meeren mit verlangsamenden Strömungen sind Anhäufungen der feineren Kornklassen typisch, wobei durch verschiedene Strömungen (übereinander), Turbulenz, Zufuhr aus der Luft, von Eisbergen oder durch organische Neubildung (Schalen), Auswaschung bestehender Ablagerungen, ferner durch kolloidchemische Einwirkungen (Ausflockungen) die Kornverteilung recht

[1]) Die Zahlen in eckiger Klammer beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Schluss des Aufsatzes.

*) Vortrag, gehalten am Erdbaukurs der E. T. H. 1938. — Die «SBZ» wird ausser diesem noch die Vorträge von Ing. R. Haefeli «Die mechanischen Eigenschaften der Lockergesteine» und von Prof. E. Meyer-Peter «Berechnung der Setzung von Bauwerken» veröffentlichen, da diese drei Vorträge in engerem Zusammenhang stehen. Die übrigen Vorträge werden andernorts veröffentlicht und später, mit den drei genannten zu einem Sonderdruck vereinigt, durch das Institut erhältlich sein. Red.

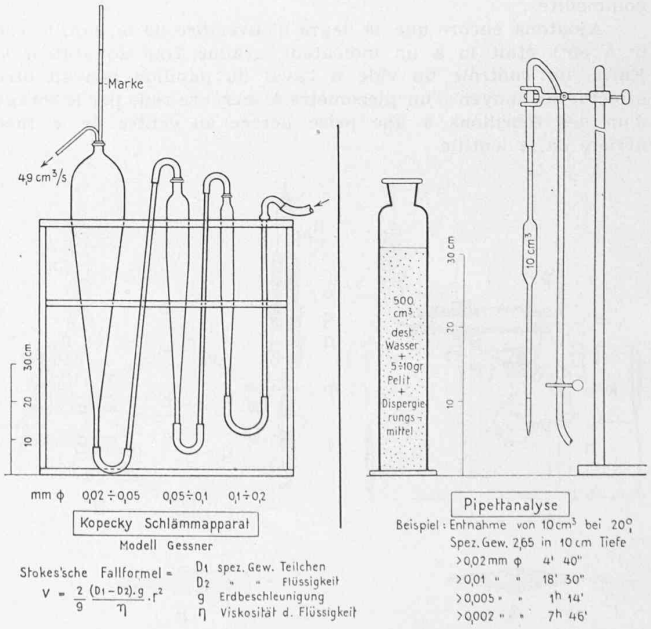

Abbildung 1