

REVUE UNIVERSELLE DES MINES

Annuaire de l'Association des Ingénieurs sortis de l'Ecole de Liège A.I.Lg.

72^{me} Année. N° du 1^{er} Septembre 1929

8^{me} Série — Tome II — N° 5

LES RECHERCHES EXPÉRIMENTALES DU LABORATOIRE DE CONSTRUCTION DES MACHINES SUR LE “ FROTTEMENT FLUIDE ” ⁽¹⁾

(SUITE)

par Ch. HANOCQ

Ingénieur A. I. Lg., Professeur à l'Université de Liège

CHAPITRE III

Vue d'ensemble des résultats obtenus sur les paliers lisses par la méthode du ralentissement et par la méthode directe.

Nous avons exposé plus haut comment, en utilisant deux paliers à billes et un dynamomètre, pour exercer une tension sur l'arbre à l'endroit du palier lisse, (l'extrémité opposée de l'arbre étant également supportée par un palier à billes), nous avons pu établir la valeur de f par la méthode du ralentissement avec des charges croissantes allant jusqu'à 15 et 20 kg par cm^2 .

Cette méthode s'est montrée suffisamment précise à la condition de relever avec soin la température de chaque palier à billes, et d'employer pour ceux-ci la même huile que celle qui avait servi au cours des essais préliminaires.

Le tracé des tangentes peut se faire avec précision, d'autant plus qu'il est possible de rechercher l'équation de la courbe qui passe par les points dans la partie intéressante, entre les vitesses de rotation de 500 à 200 tours et d'obtenir le coefficient angulaire de la courbe, par le calcul de la dérivée première.

A ceux qui se demanderont pourquoi nous n'avons pas utilisé la mesure de la puissance absorbée par un moteur électrique attaquant directement l'arbre d'essai, au lieu de cette méthode par ralentissement, plus compliquée et en apparence moins sûre, je ferai remarquer qu'il s'agit ici de puissances ne dépassant pas quelques centièmes de cheval-vapeur, et que dans ces conditions, les méthodes électriques de mesure offriraient moins de garantie.

C'est vraisemblablement pour cette raison que dans la méthode adoptée par tous les expérimentateurs qui m'ont précédé dans cette voie, Thurston, Tower, Stribeck et plus récemment Lasche, la mesure du

couple appliqué à l'arbre a été remplacée systématiquement par la mesure du couple appliqué au coussinet. Cette méthode que nous avons utilisée comme contrôle dans l'étude des paliers à billes, et que nous avons appelée méthode directe, nous l'avons également mise en œuvre sous une forme particulièrement précise pour les paliers lisses avec la préoccupation de trouver une confirmation au moins pour quelques points, des résultats obtenus par la méthode de ralentissement.

Supportant le palier par deux roulements à billes centrés sur des buselures encastrées entre le couvercle et le corps proprement dit, nous avons rendu mobile le coussinet autour de son axe. L'appareil utilisé à cette fin est représenté figure 5; on voit les deux roulements à billes de support, solidaires du corps du palier; ces roulements étant supportés par un étrier appuyé en un point sur la chaise de transmission, de façon à lui permettre de s'orienter légèrement dans le plan vertical.

Le palier étant chargé par le procédé habituel du dynamomètre, il suffisait d'entraîner l'arbre à une vitesse constante, puis d'équilibrer par un poids appliqué à un fléau solidaire du palier, le couple d'entraînement dû au frottement, de manière à maintenir le palier dans sa position initiale.

Au cours d'un même essai il était possible ainsi d'évaluer le couple dû au frottement à une vitesse déterminée et sous une charge constante, pour toutes les températures croissantes, allant de la température ambiante à la température du régime. En faisant varier la charge, nous pouvions déduire des essais, la valeur de f pour toutes les pressions spécifiques allant de 1,5 kg à 15 ou 20 kg/cm^2 et pour des vitesses de 100 à 700 tours, comme par la méthode par ralentissement.

Après quelques tâtonnements pour la mise au point de cette méthode, nous fûmes amenés à comparer les

chiffres fournis par les deux procédés. Nous constatâmes, chose extraordinaire, une différence systématique évidente. Toutefois les essais n'ayant pas été faits simultanément par les deux méthodes, nous pouvions encore attribuer ces différences à des

se trouvait ici en défaut) il y avait lieu de regarder les choses de plus près et d'établir d'autres preuves de cette discordance.

Or, en observant les chiffres relevés dans les essais à vitesse constante et à charge croissante, je vis appa-

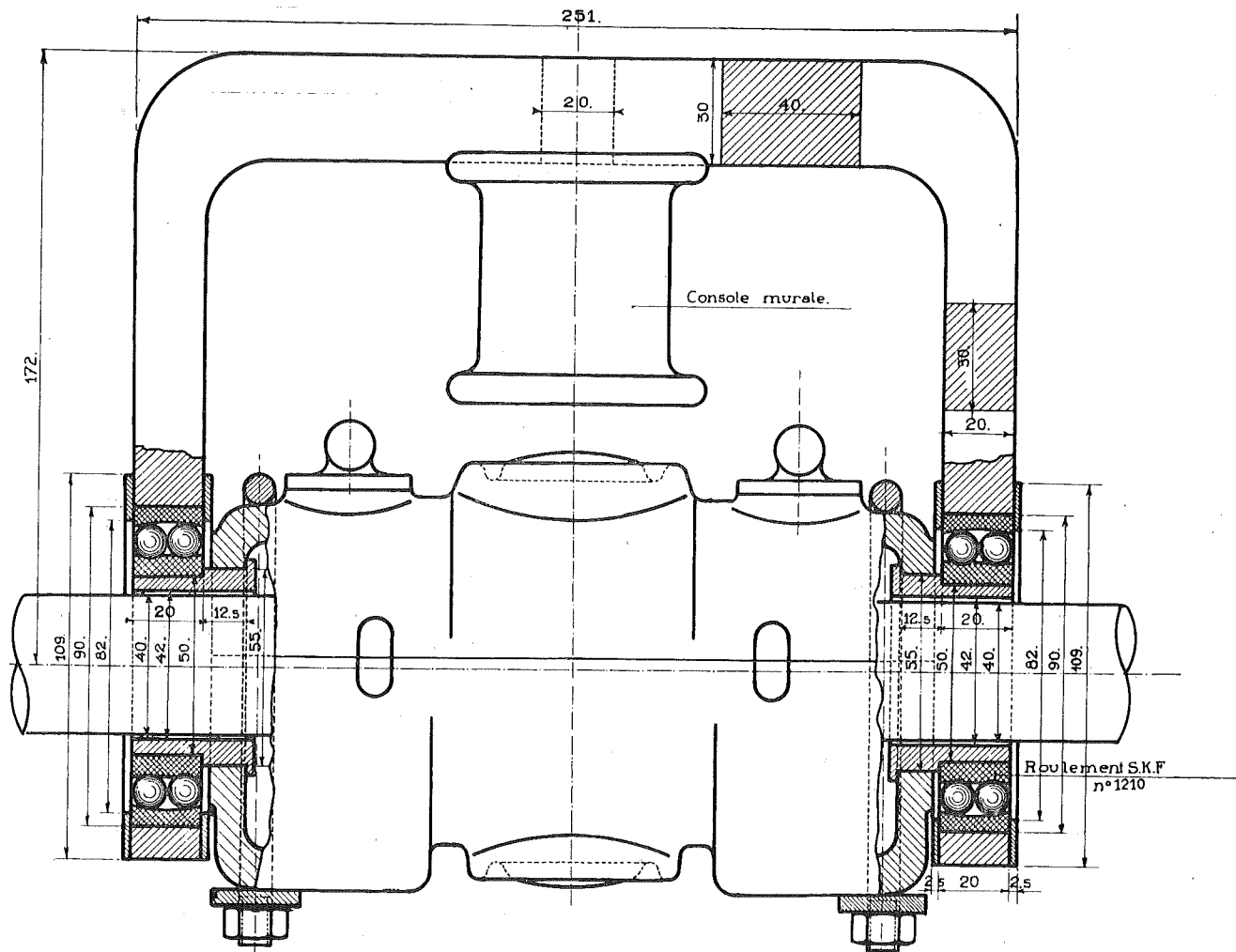


Fig. 5

erreurs dans le montage du palier qui auraient pu passer inaperçues.

Pour éliminer cette explication, nous reprîmes une série d'essais effectués sur le palier monté comme l'indique la figure 5 de façon à pouvoir utiliser les deux méthodes dans les mêmes conditions de montage et de température.

L'observation de différences systématiques fut confirmée à nouveau, et dans des conditions telles qu'il n'était plus possible de les attribuer à des erreurs de montage ou à des défauts de régime.

Ainsi force nous fut de constater qu'il n'y avait pas égalité entre le couple appliqué à l'arbre et le couple appliqué au coussinet.

Avant d'en arriver à cette extrémité (puisque faute tout au moins d'avoir trouvé une interprétation du phénomène, cela semblait signifier ni plus ni moins que le principe de l'égalité de l'action et de la réaction

raitre cette anomalie plus frappante encore: tandis que le couple appliqué au coussinet allait diminuant, la température de régime du palier allait croissant régulièrement.

La contradiction était ici flagrante puisque alors que la quantité de chaleur produite par le frottement allait en augmentant, je constatais une diminution du coefficient de frottement; cette contradiction disparaissait toutefois quand, au lieu d'utiliser pour calculer la quantité de chaleur produite, le coefficient de frottement fourni par la méthode directe, j'employais le coefficient de frottement trouvé par la méthode de ralentissement.

Le doute cette fois n'était plus permis; il n'y avait pas égalité entre les deux couples et le coefficient de frottement déduit de la méthode de ralentissement, représentait seul le coefficient de frottement vrai.

Comment ce fait avait-il passé inaperçu chez tous les expérimentateurs qui m'avaient précédé?

En tout premier lieu parce que ceux qui s'étaient attachés à cette étude depuis près de trois quarts de siècle en allant de Thurston à Lasche, avaient utilisé la méthode directe qui consiste à mesurer le couple appliqué au coussinet, méthode plus simple et plus précise au point de vue des mesures à effectuer. Seul Lasche avait bien employé les deux méthodes pour un ou deux des nombreux paliers essayés, mais placé en face de divergences pour certains résultats obtenus à la fois par les deux méthodes, il s'était borné à rejeter sur l'incertitude des pertes par frottement des volants dans l'air, la différence des valeurs constatées.

Or nous verrons, en conclusion, que les différences sont loin d'être faibles puisque le coefficient de frottement peut varier dans certaines conditions du simple au triple et même au quintuple en passant d'une méthode à l'autre. Tenant le fait comme établi expérimentalement, il restait à en trouver l'explication. Force était pour cela de recourir à la théorie. Cette théorie du graissage exposée par Reynolds en 1886 est aujourd'hui classique; elle a été complétée par Sommerfeld en 1904 et utilisée par Gumbel dans un ouvrage spécialement destiné aux techniciens en vue de mettre à leur portée les principales déductions qui peuvent en découler.

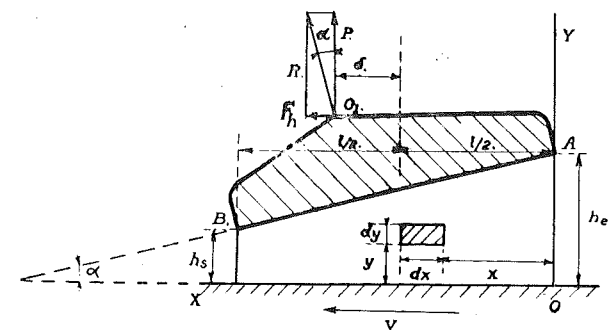


Fig. 7

CHAPITRE IV

Exposé de la théorie mathématique du graissage pour les paliers de butée puis pour les paliers de support.

Pour faire saisir les principes sur lesquels repose cette théorie, je rappellerai en quelques mots comment fonctionnent les paliers de butée modernes ou paliers genre Mitchell du nom de leur créateur.

Celui-ci comporte un certain nombre de blochets orientables, disposés sous le plateau de butée, de manière à pouvoir s'incliner automatiquement lors de la rotation et à donner lieu à la formation d'un véritable « coin d'huile ».

La figure 6 donne la vue d'ensemble d'un tel palier et l'on peut se rendre compte des dispositions prises pour obtenir un réglage automatique de la position des blochets qui doivent tous, cela se conçoit, se trouver rigoureusement, c'est-à-dire au millième de mm. près, au même niveau.

La figure 7 montre le blochet articulé autour de O₁ les ordonnées correspondant à l'épaisseur du film

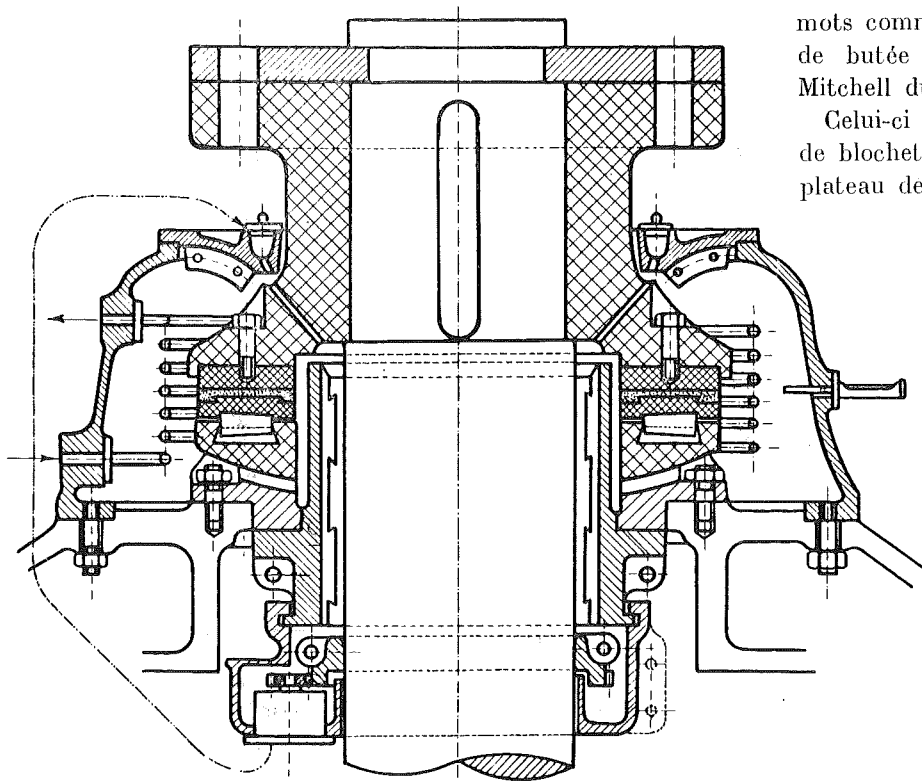


Fig. 6

d'huile, ayant été exagérées pour permettre d'examiner ce qui se passe physiquement dans ce véritable coin d'huile formé sous lui. Remarquons que l'huile entraînée par le plateau ne peut s'écouler que faiblement dans le sens latéral en raison de sa viscosité; obligée par conséquent de fluer sous le blochet et de s'écouler par l'arrière, elle est forcée de prendre une vitesse moyenne relativement élevée.

Or cette vitesse ne peut résulter que d'une chute de pression importante; la pression sous le blochet doit donc aller s'élevant très rapidement depuis son entrée jusqu'en un point situé à l'arrière au delà du point d'appui. Les valeurs de la pression maximum peuvent d'ailleurs atteindre dans certaines conditions 200 à 300 atmosphères, ainsi que le montre le calcul, et que les recherches effectuées par la maison Brown-Boveri ont permis de l'établir expérimentalement.

Les figures 8 et 9 donnent la variation de la vitesse w en fonction de y telle qu'elle résulte des calculs

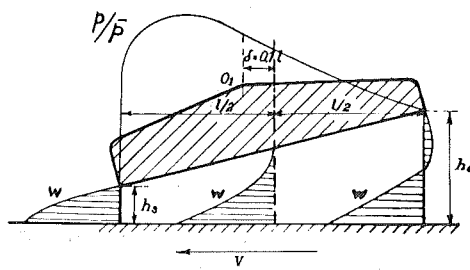


Fig. 8

que nous allons exposer, pour différentes sections et cela dans deux cas distincts : celui où le point d'articulation se trouve situé à 0,1 l. de l'axe des blochets, celui où cette distance est portée à 0,22 l.

On peut se rendre compte, les ordonnées étant multipliées par 130, comment l'épaisseur h de la couche fluide varie entre l'entrée et la sortie et com-

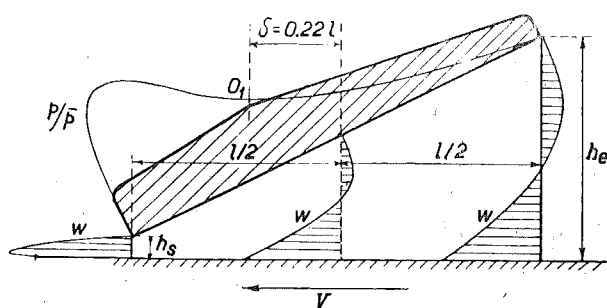


Fig. 9

ment les vitesses w négatives immédiatement sous le blochet dans les sections voisines de l'entrée, deviennent positives sur toute l'épaisseur à la sortie.

Nous avons indiqué également sur ces figures, la loi de répartition de la pression sur le blochet en donnant pour les deux cas, la courbe du rapport p/\bar{p} de la pression p à la pression moyenne \bar{p} .

Le phénomène physique de l'écoulement du lubrifiant sous le blochet incliné étant compris, étudions à

présent les conditions d'équilibre d'un élément pris dans la masse fluide en mouvement.

Cet élément (fig. 7) est en équilibre sous l'action des forces suivantes :

1^o Forces appliquées de part et d'autre de l'élément provenant de sa résistance au déplacement sur les couches voisines :

$$f \text{ et } f + \frac{\delta f}{\delta y} dy$$

par unité de surface.

2^o Forces résultant de l'action des pressions de part et d'autre de l'élément dans le sens de l'axe des x :

$$p \text{ et } p + \frac{\delta p}{\delta x} dx$$

par unité de surface.

La pesanteur peut, en effet, être négligée vis-à-vis des forces résultant des pressions et de la viscosité, de même que les forces d'inertie provenant des variations de vitesse de l'élément.

La condition d'équilibre conduit donc aux deux équations suivantes :

$$\frac{\delta p}{\delta y} = 0 \quad (8)$$

$$dy \frac{\delta p}{\delta x} dx - dx \frac{\delta f}{\delta y} dy = 0 \quad (10)$$

Comme d'après la loi de Newton-Navier, la force f par unité de surface est proportionnelle au coefficient de viscosité du fluide employé comme lubrifiant et au gradient de vitesse dans la direction normale au déplacement, c'est-à-dire à $\frac{dw}{dy}$ nous pourrions poser :

$$f = \mu \frac{dw}{dy} \quad (11)$$

et en déduire par combinaison avec l'équation (10) :

$$\frac{\delta p}{\delta x} = \frac{\delta f}{\delta y} = \mu \frac{d^2 w}{dy^2} \quad (12)$$

Comme $\frac{\delta p}{\delta y} = 0$, nous pouvons remplacer $\frac{\delta p}{\delta x}$ par $\frac{dp}{dx}$, et intégrer en fonction de y en remarquant que $\left(\frac{dp}{dx}\right)$ étant constant le long d'une ordonnée, $\frac{dp}{dx}$ peut être laissé en dehors du signe intégral. On trouve ainsi :

$$\frac{dw}{dy} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dp}{dx}\right) y + C \quad (13)$$

puis :

$$w = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dp}{dx}\right) y^2 + Cy + C' \quad (14)$$

Pour déterminer les constantes d'intégration, nous pouvons exprimer les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} \text{pour } y = h & \quad w = 0 \\ \text{pour } y = 0 & \quad w = V \end{aligned}$$

Il résulte de ces conditions que $C' = V$ et que :

$$C = -\frac{1}{2\mu} \left(\frac{dp}{dx}\right) h - \frac{V}{h}; \quad (15)$$

par conséquent que :

$$w = \frac{1}{2\mu} \left(\frac{dp}{dx}\right) (y-h)y - V \frac{y-h}{h} \quad (16)$$

En recherchant la valeur explicite du débit d'huile sous le blochet par unité de largeur,

$$Q = \int_0^h w dy = -\left[\frac{1}{12\mu} \left(\frac{dp}{dx}\right) h^3 - V \frac{h}{2}\right] \quad (17)$$

nous pourrions exprimer la condition très approximativement réalisée lorsque le blochet est relativement large, des filets parallèles à la direction de la vitesse V , en écrivant que :

$$\frac{dQ}{dx} = 0,$$

ce qui se traduit explicitement par la relation :

$$V \frac{dh}{dx} = \frac{1}{6\mu} \frac{d}{dx} \left[\left(\frac{dp}{dx}\right) h^3 \right]$$

ou en intégrant, par :

$$Vh = \frac{1}{6\mu} \left(\frac{dp}{dx}\right) h^3 + C$$

En exprimant que pour une certaine valeur de $h = H$, la valeur $\left(\frac{dp}{dx}\right) = 0$, il viendra $C = VH$ et

$$\frac{dp}{dx} = 6\mu V \frac{h-H}{h^3} \quad (18)$$

Cette relation fait connaître la valeur de p en fonction de x quand la loi de variation de h en fonction de x est connue.

En particulier pour $h = C^{te}$, c'est-à-dire pour le cas de deux surfaces parallèles, l'équation donne

$$\frac{dp}{dx} = 0 \quad p = C^{te}.$$

Or comme p est nécessairement nul à l'entrée (il s'agit évidemment ici de la pression effective) cela revient à dire que p doit rester théoriquement nul sur toute l'étendue du blochet, c'est-à-dire, que le blochet ne peut supporter aucune charge. Cette conclusion n'est évidemment pas vérifiée dans la pratique puisque l'on sait que des pivots peuvent fonctionner avec des charges appréciables; il faut toutefois remarquer que la charge réalisable avec un blochet orientable, peut atteindre des valeurs dix ou quinze fois plus élevées que celles applicables à un anneau de butée ordinaire de même surface et de même vitesse moyenne; et dans ces conditions la conclusion mathématique ci-dessus s'explique et se justifie.

Je ne pourrai poursuivre l'étude qu'en résumant rapidement les déductions tirées de la formule fondamentale ci-dessus.

En adoptant pour surface du blochet une surface plane, la valeur de h peut s'exprimer en fonction de h_s par la relation :

$$h = h_s \left(1 + \frac{l-x}{k}\right)$$

On peut donc intégrer pour autant que l'on admette μ constant; on trouve ainsi en désignant par \bar{p} la pression moyenne par unité de surface :

$$p/\bar{p} = 6 \left(\frac{\mu V}{P}\right) \left(\frac{l}{h_s}\right)^2 \frac{x/l [1-x/l]}{(2k/l+1)(1+l/k-x/l/k)^2} \quad (19)$$

On peut évaluer $\left(\frac{\mu V}{P}\right) \left(\frac{h_s}{l}\right)^2$ en partant de la relation :

$$P = \int_0^l p dx$$

et en substituant la valeur ainsi obtenue dans la relation précédente, fixer la valeur p/\bar{p} en fonction de x/l et de k/l .

$$p/\bar{p} = \frac{x/l (1-x/l)}{[(2k/l+1) \log(1+l/k) - 2][k/l+1-x/l]^2} \quad (20)$$

Comme on le voit, la loi de répartition de la pression sous le blochet, en fonction de la pression moyenne p ne dépend que du rapport l/k qui a pour valeur :

$$\frac{h_c}{h_s} (-1) \quad (21)$$

Or en exprimant que la résultante doit nécessairement passer par le point d'appui O_1 du blochet, ce qui peut se faire par la relation des moments :

$$P(l/2 + \delta) = \int_0^l p x dx$$

on peut montrer que la valeur de l/k ne dépend que de δ/l , c'est-à-dire que l/k garde une valeur constante quelles que soient les conditions de sollicitation, du moment que le point d'appui reste invariable.

La combinaison des relations (19) et (20) conduit à la valeur de h_s/l :

$$h_s/l = C \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (22)$$

qui permet de déterminer h_s , c'est-à-dire l'épaisseur minimum du film d'huile en fonction du coefficient $\frac{\mu V}{P}$, coefficient dont la valeur est fixée par les conditions de fonctionnement.

C est constant pour tous les blochets géométriquement semblables et prend les valeurs suivantes pour :

$$\frac{\delta}{l} = 0,10 \quad C = 0,382 \quad l/k = 2$$

$$\frac{\delta}{l} = 0,22 \quad C = 0,209 \quad l/k = 10$$

Nous avons donné (fig. 8 et fig. 9) les valeurs p/\bar{p} en fonction de l pour les deux valeurs de $\frac{\delta}{l}$ que nous venons d'envisager.

Dans ces relations P désigne l'effort par unité de largeur du blochet; c'est donc un coefficient analogue à celui que nous avons trouvé dans l'expression du coefficient de frottement pour les paliers à billes.

Il est aisé, au moyen de la formule (16) de fixer la valeur de w en fonction de y dans différentes sections.

Les diagrammes des figures 8 et 9 montrent qu'à l'entrée, une partie de l'huile reflue vers l'avant puisque les valeurs de w sont négatives, et cela est d'autant plus marquant que le blochet est plus incliné, c'est-à-dire que δ/l est plus grand.

Il est intéressant de faire observer que pour la section correspondant au maximum de pression, pour laquelle $\frac{dp}{dx} = 0$, la loi de variation de la vitesse en fonction de y est linéaire. Nous aurons l'occasion d'utiliser cette remarque dans l'étude des conditions de fonctionnement des paliers lisses.

Il n'est pas inutile pour donner une idée de ce que représente ce film d'huile dont nous venons d'étudier les conditions d'équilibre et les vitesses en chaque point, d'en calculer l'épaisseur, pour des conditions normales de sollicitation.

Avec $\delta/l = 0,10$, $10^8 \frac{\mu V}{P} = 400$, valeurs tout-à fait normales,

$$h_s/l = 0,000764$$

soit pour un blochet ayant une largeur l dans le sens du déplacement de 50 mm.

$$h_s = 0,0382 \text{ mm.}$$

Comme $l/k = 2$, $h_e = 0,1146$ mm.

Ainsi la couche d'huile ne dépasse pas 0,1146 mm. à l'entrée et tombe à 0,0382 mm. à la sortie.

Le problème de la détermination du coefficient de frottement f peut être traité très aisément.

Appelons F la force qui s'oppose au déplacement du plateau, nous pourrions la calculer en écrivant :

$$F = - \int_0^l \mu \left(\frac{dw}{dy} \right)_0 dx \quad (23)$$

$\left(\frac{dw}{dy} \right)_0$ désignant la valeur particulière de $\left(\frac{dw}{dy} \right)$ donnée par la relation (13) lorsqu'on y fait $y = 0$; on trouve ainsi :

$$F = - \mu V \int_0^l \frac{4h - 3H}{h^2} dx \quad (24)$$

et en explicitant la valeur de h puis en divisant le résultat de l'intégration par P :

$$f = \frac{F}{P} = \left(\frac{\mu V}{P} \right) \frac{l}{h_s} \frac{k}{l} \left[4 \log(1 + l/k) - \frac{6}{2k/l + 1} \right] \quad (25)$$

Ainsi pour un blochet articulé en un point O_1 déterminé par le rapport constant δ/l , k/l est constant

et partant f ne dépend que de $\left(\frac{\mu V}{P} \right) \left(\frac{l}{h_s} \right)$

Comme l/h_s est lui-même fonction exclusivement de $\frac{\mu V}{P}$ on voit que le coefficient de frottement a pour valeur :

$$f = A \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (26)$$

A étant une constante pour tous les blochets géométriques semblables.

Nous pourrions nous demander quelle est la valeur de la force appliquée au blochet. Désignons-la par F_B ; nous pourrions la calculer en remplaçant dans la relation (23) $\left(\frac{dw}{dy} \right)_0$ par $\left(\frac{dw}{dy} \right)_h$. On trouve ainsi :

$$F_B = \int_0^l \mu \left(\frac{dw}{dy} \right)_h dx = \mu V \int_0^l \frac{2h - 3H}{h^2} dx \quad (27)$$

Si on effectue l'intégration, puis que l'on calcule

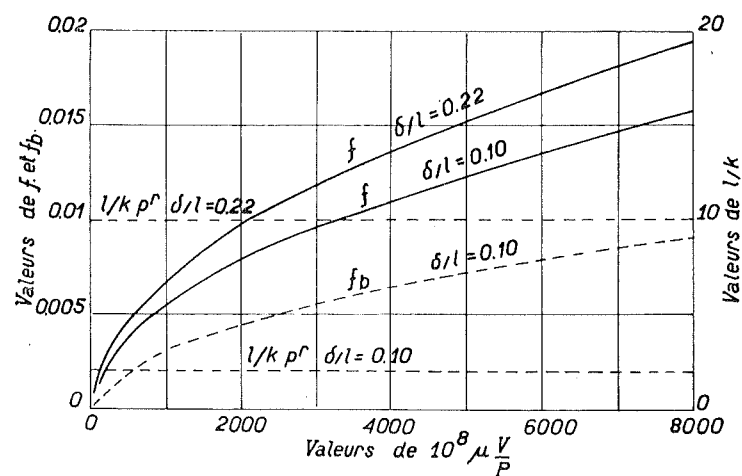


Fig. 10

$F - F_B$ on obtient, après quelques transformations :

$$F - F_B = P \operatorname{tg} \alpha \quad (28)$$

α désignant l'angle d'inclinaison sur l'horizontale, du blochet.

Cette différence, comme on le voit, est faible puisque l'angle est toujours très petit, mais si nous évaluons la différence des rapports

$$\frac{F}{P} - \frac{F_B}{P} = \operatorname{tg} \alpha, \quad (29)$$

qui représente l'écart entre les coefficients de frottement évalués respectivement en partant de la force tangentielle appliquée au plateau et de la force tangentielle appliquée au blochet, nous voyons que loin d'être négligeable vis-à-vis de f , cette différence peut représenter près de 50% de la valeur de f , ainsi que le montre le diagramme de la figure 10.

L'exposé un peu aride que nous venons de présenter paraît s'écarter de notre étude des paliers lisses, et pourtant comme nous allons le voir, une simple extension de la théorie à ces derniers, va nous permettre de faire comprendre l'anomalie signalée dans le chapitre précédent.

Ce qui est établi, à présent, c'est qu'il n'est pas indifférent pour évaluer la valeur de f de partir de la

force de frottement appliquée au plateau ou de la force de frottement appliquée au blochet. Remarquez que la différence constatée entre F et F_B n'implique nullement que l'action n'est pas égale à la réaction, car, si on se reporte à la figure 7, on voit que la composante F_h horizontale de l'action des pressions sur le blochet est égale à la $P \operatorname{tg} \alpha$; ajoutée à la force de frottement F_B développée tangentiellement à la surface du blochet (mais que nous confondons dans tout ce qui précède avec sa composante horizontale), elle fournit donc une résultante égale et directement opposée à la force de frottement F appliquée au plateau, en vertu de la relation (29) :

$$F_B + F_h = F$$

Cette remarque faite, voyons comment il est possible de passer de l'étude que nous venons de faire des paliers de butée modernes, à l'étude des paliers lisses.

La figure 11 fait ressortir comment dans un coussinet cylindrique d'un alésage un peu plus grand que le diamètre de l'arbre

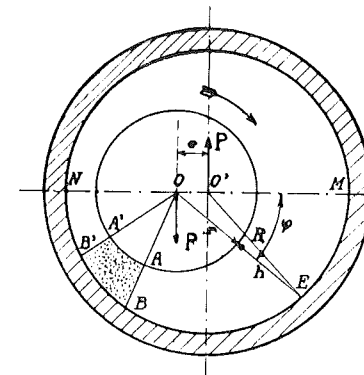


Fig. 11

qu'il doit supporter, il se forme un coin d'huile, comme dans le cas du blochet articulé, l'axe de l'arbre s'excentrant automatiquement avec la charge, la vitesse et la viscosité de manière que l'équilibre entre la charge appliquée et les réactions dues aux pres-

sions développées à la périphérie, s'établisse. Le cas du coussinet complet est relativement facile à traiter au point de vue mathématique. Utilisant l'équation générale (18) démontrée plus haut, et remarquant que h l'épaisseur du film d'huile en un point défini par l'angle φ est donnée par la relation :

$$h = a + e \cos \varphi \quad (30)$$

[l'angle $O'E O$ étant négligeable, et a étant mis pour $(R - r)$], il est possible de trouver la valeur de p en fonction de φ . Le film d'huile étant supposé continu et entourer complètement l'arbre, la pression p doit être nécessairement une fonction périodique de l'angle φ , telle que :

$$p_{2\pi} = p_0 \quad (31)$$

lorsque le régime est établi.

Cette condition permet de déterminer une relation nécessaire entre H et e et le rapport $\frac{a}{e}$ que nous désignons par c . En suivant la même voie que précédemment, on pourra rechercher successivement la loi de variation de la pression p , en fonction de φ et de la pression moyenne \bar{p} , puis la valeur de f . En

recherchant la différence entre le couple M appliqué à l'arbre et le couple M_c appliqué au coussinet par l'action du frottement, nous avons trouvé la relation suivante qui n'avait jamais été établie, comme déduction de la théorie mathématique du graissage d'un coussinet :

$$M - M_c = P \times e \quad (32)$$

Ainsi l'inégalité constatée entre le couple appliqué à l'arbre et le couple appliqué au coussinet dans nos expériences, découle de la théorie, la différence ne pouvant être nulle, que si la distance des centres est réduite à zéro.

Cette conclusion n'est naturellement pas contraire au principe de l'égalité des couples de l'action et de la réaction; car remarquons que la résultante de toutes les forces appliquées au coussinet (si on fait abstraction des forces de frottement dont les valeurs sont négligeables vis-à-vis des pressions) passe par le centre O' du coussinet, puisque les forces élémentaires dues aux pressions sont nécessairement normales à la surface du coussinet, et que pour la même raison les forces élémentaires dues aux pressions sur l'arbre sont orientées normalement à la surface de celui-ci, la résultante des actions des pressions se traduit par une force P passant par le centre O de l'arbre (fig. 11).

Dans ces conditions le couple appliqué à l'arbre est équilibré par le couple M_c résistant appliqué au coussinet par l'action des forces tangentielles de frottement augmenté du couple dû à la résultante P des pressions passant par l'axe O' égal à $P \times e$. Ceci établi, il est possible de distinguer f de f_c , en désignant par f_c le coefficient de frottement tiré de la relation

$$P f_c \times r = M_c, \quad (33)$$

La théorie montre que la variable indépendante est ici

$$\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a} \right)^2$$

en désignant par N le nombre de tours, par p la pression spécifique, par r le rayon et a le jeu radial, si on porte en ordonnée non f ou f_c , mais

$$f \left(\frac{r}{a} \right) \text{ et } f_c \left(\frac{r}{a} \right)$$

La figure 12 donne les résultats fournis par le calcul pour un coussinet complet. Les courbes de f et de f_c étant uniques pour tous les paliers géométriquement semblables.

Si nous comparons les valeurs de $f \frac{r}{a}$ fournies par la courbe — et celle de $f_c \frac{r}{a}$, fournies par la courbe nous voyons que ces différences peuvent être considérables (du simple au quintuple) dans la région des faibles valeurs de $\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a} \right)^2$.

Il est vrai que tout ce qui vient d'être exposé relativement au coussinet, ne s'applique rigoureusement

qu'à un coussinet complet présentant une surface cylindrique parfaite, sans aucune discontinuité.

Dans la réalité le coussinet est généralement en deux pièces et une discontinuité existe dans le plan horizontal. Chose plus grave pour la théorie, la répar-

tion des pressions tirée des relations mathématiques, pour le cas du coussinet complet, conduit à des pressions négatives dont l'existence est impossible. Il ne saurait donc être question de faire une vérification expérimentale des lois mathématiques formulées ci-dessus; mais en

appliquant la même méthode à l'étude des conditions du graissage dans un demi-coussinet, on évite cette anomalie et on obtient d'autres relations parfaitement valables cette fois, puisque les conditions aux limites qui servent à déterminer les constantes d'intégration sont alors réalisables. Nous pouvons traduire les résultats en diagrammes, et la figure 13 fournit en fonction de $\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2$ la variable indépendante pour l'étude des paliers lisses, les valeurs de f et f_c , pour un demi-coussinet, telles qu'elles résultent des équations (courbes 1 et 2).

Pour passer au cas réel, il convient toutefois de tenir compte du frottement provenant de la présence du demi-coussinet supérieur qui ne modifie pas la répartition des pressions sur le coussinet inférieur comme cela était implicitement admis dans la théorie du coussinet complet, mais qui détermine un glissement des couches élémentaires du fluide les unes sur les autres.

Utilisant la remarque que nous avons faite plus haut concernant la valeur de $\frac{dw}{dy}$ pour le point de la couche fluide où la valeur de $\frac{dp}{dx}$ est nulle et partant où p est constant, nous avons pu calculer le couple supplémentaire provoqué par le laminage de l'huile entre l'arbre et le coussinet à pression constante. Cela nous a conduit à ajouter à f et à f_c une valeur f_s supplémentaire :

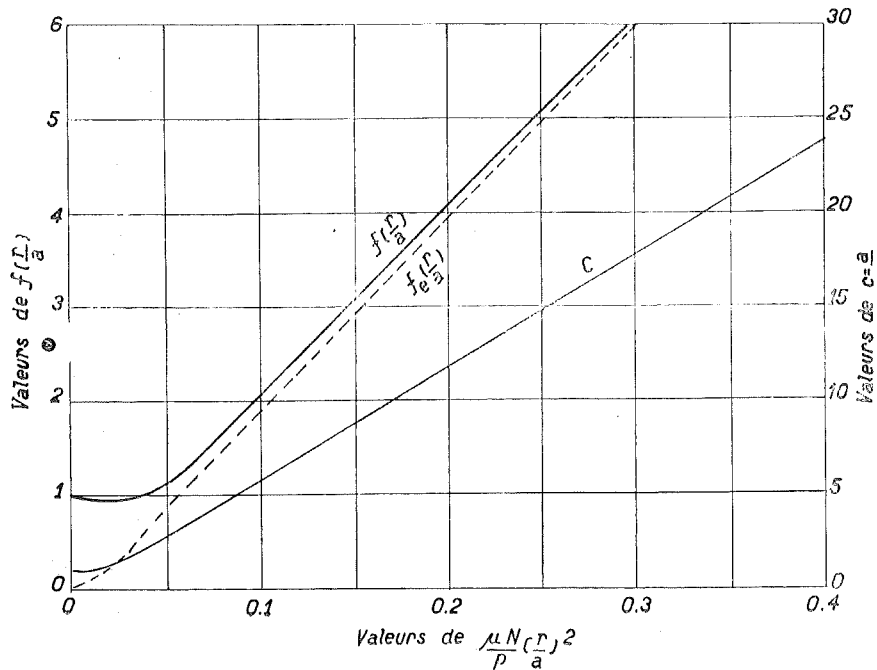


Fig. 12

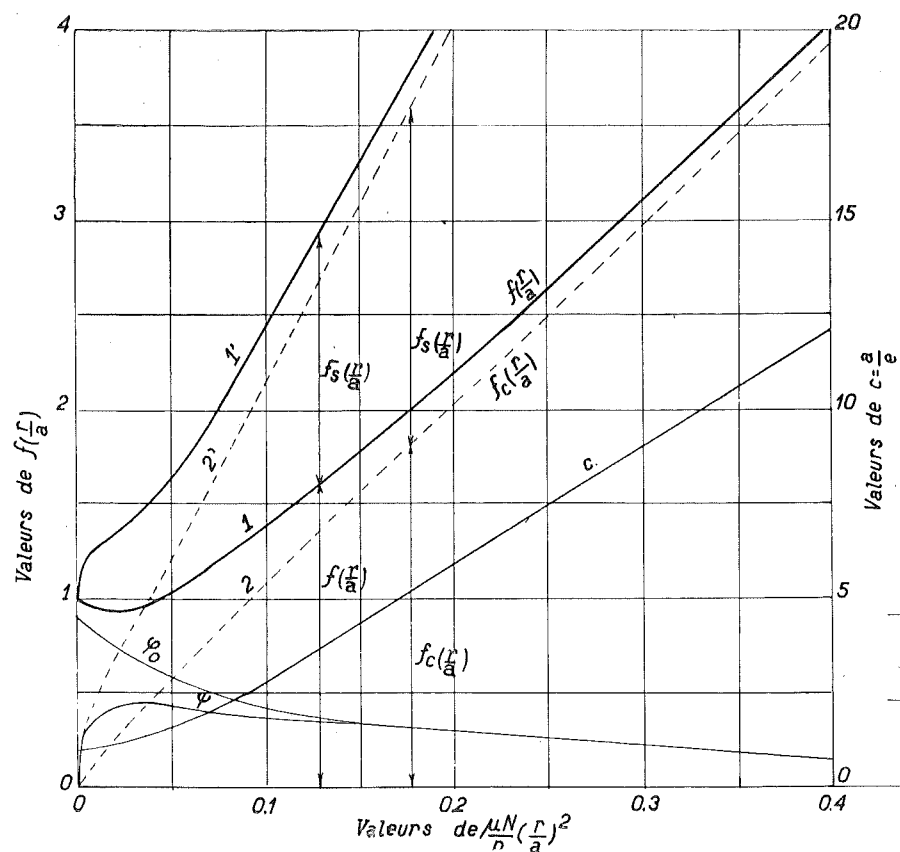


Fig. 13

$$f_s = \frac{F_s}{P} = \frac{\int_0^{2\pi} \mu \frac{V}{h} r d\alpha}{P} = \mu \frac{V r}{P a} c \frac{\pi}{\sqrt{c^2 - 1}} \quad (34)$$

la même pour le coussinet et pour l'arbre.

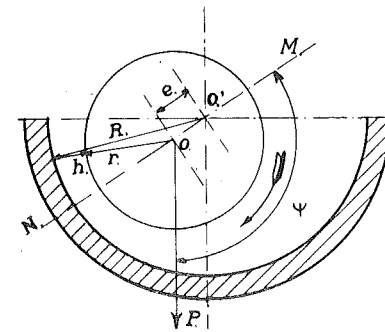


Fig. 14

La figure 13 donne en fonction de $\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2$ les courbes suivantes se rapportant au cas d'un demi-coussinet :

1. la courbe de $f \frac{r}{a}$;
- 1'. la courbe du coefficient de frottement réel

$$f \frac{r}{a} + f_s \frac{r}{a} ;$$

2. la courbe de $f_c \frac{r}{a}$ se rapportant au coussinet et
- 2'. la courbe du coefficient de frottement total pour les coussinets :

$$f_c r/a + f_s r/a.$$

Sur le même diagramme on trouve les courbes de $c = a/e$ et de ψ qui permettent de calculer la position de l'arbre pour chaque valeur de $\frac{\mu N}{p}$ ainsi que la courbe de ϕ_0 l'angle correspondant à la section où la pression passe par son maximum (fig. 14).

(A suivre)

LA THÉORIE DES COLLOIDES ET LA HOUILLE (1)

par A. GILLET.

Professeur à l'Université de Liège.

Si je vous dis, Messieurs « la houille montre des propriétés colloïdales très accusées, c'est un colloïde », — vous serez tentés de m'interrompre de suite, et de me demander : qu'est-ce qu'un colloïde ? quel ensemble de propriétés, de lois, se résumant en ce vocable ?

Aussi je me crois obligé de m'arrêter dès l'abord à ce sujet. J'ai essayé de préparer à votre intention, en même temps qu'une définition des colloïdes, un aperçu d'ensemble sur leur domaine. Mais ce domaine est si vaste, ses aspects si variés, que notre revue rapide risque bien d'absorber tout le temps que nous pouvons consacrer à cette causerie.

Qu'est-ce qu'un colloïde ? C'est quelque chose qui ressemble à la colle. Qu'est-ce que la colle ? Interrogez la chimie, la chimie classique d'il y a quelques années : s'étant détournée de son étude, elle éviterait de la définir, déclarant que la colle ne l'intéresse pas. Interrogez la physique classique de la même époque, la physique de la matière : l'élasticité, la mécanique des fluides, la science des changements d'état : elle ignore la colle et les colloïdes, ou à peu près. C'est que la colle et les colloïdes solides, la solution de colle et les solutions colloïdales diffèrent profondément, en apparence, par plusieurs propriétés, des milieux matériels homogènes, de ces milieux où physiciens et chimistes d'hier ont conquis toute leur

science, à cause de la simplicité relative d'analyse et d'intégration des propriétés : le milieu solide homogène, en particulier le milieu cristallin ; le milieu liquide homogène : liquide chimiquement pur, possédant des points de transformation fixes : cristallisation ou ébullition ; solution d'où se séparent dans certaines conditions des phases cristallines définies.

Le chimiste dirait de la colle et des colloïdes : « ce sont des systèmes hétérogènes, mélanges de constituants très difficiles à séparer, leurs transformations ne paraissent pas obéir aux lois quantitatives des phénomènes chimiques ; que des physiciens, ou en tout cas d'autres que nous, chimistes purs, les débrouillent ». Les physiciens diraient : « la colle n'est ni un solide ni un liquide bien caractérisé ; elle ne montre pas de points de transformation, et les variations de ses propriétés mécaniques : dureté, viscosité, etc. suivent des lois bizarres ; elles sont d'ailleurs en relations étroites avec les propriétés chimiques des substances qui s'y trouvent mélangées : c'est le domaine du chimiste ».

Isolé entre la solution homogène, dispersion en molécules, domaine du chimiste et la juxtaposition des phases insolubles nettement définies, domaine du physicien, le domaine des colles et des produits qui leur ressemblent a constitué longtemps un « no man's land » important, un « pays où personne ne va ».

Il a fallu qu'un armistice fût conclu entre les physiciens et les chimistes, et qu'il en sortît la chimie

(1) Conférence donnée à la Section de Liège de l'A. I. Lg. le 14 avril 1929.

REVUE UNIVERSELLE

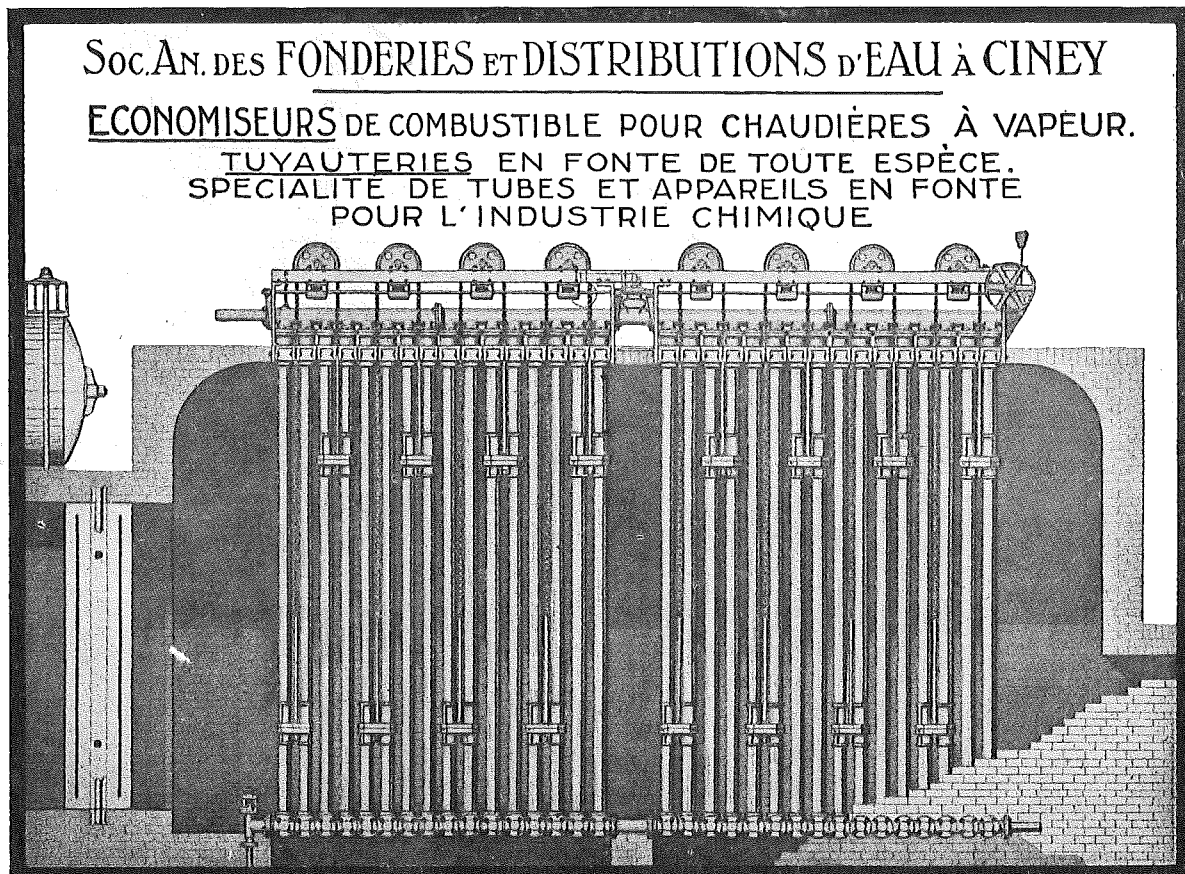
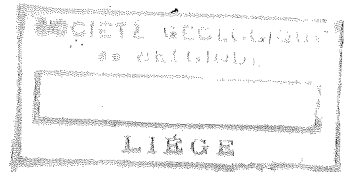
DES

MINES, DE LA MÉTALLURGIE = DES TRAVAUX PUBLICS =

DES SCIENCES ET DES ARTS APPLIQUÉS A L'INDUSTRIE

paraissant le 1^{er} et le 15 de chaque mois

ANNUAIRE DE L'ASSOCIATION DES INGÉNIEURS SORTIS DE L'ÉCOLE DE LIÈGE (A.I.Lg.)

publié sous la direction du Comité Scientifique de l'A.I.Lg.

17

509 R 24

SOMMAIRE : *Mémoires* : HANOCQ, Ch., Les recherches expérimentales du Laboratoire de construction des machines sur le "Frottement fluide", (suite et à suivre), p. 129. — GILLET A., La théorie des colloïdes et la houille, p. 137. — *Bulletin* : LE PAIGE, L., Les tendances actuelles dans la construction des supercentrales électriques, p. 144. — *Revue des Périodiques techniques* : p. 156 à 160. — Voir sommaire détaillé page 160. — *Répertoire des annonces*, pp. A. C. D., (du premier carnet).

DÉPOSITAIRE POUR LA FRANCE ET SES COLONIES
LIBRAIRIE H. LE SOUDIER
174-176, BOULEVARD SAINT-GERMAIN
PARIS (6^e)

RÉDACTION ET ADMINISTRATION
16, QUAI DES ÉTATS-UNIS, 16, LIÈGE
TELEPHONE : 1770
COMPTE CHÈQUE-POSTAL N^o 24.620

