

Recherches sur le frottement médiat

par

Ch. HANOCQ,

Professeur à la Faculté des Sciences appliquées de l'Université de Liège

INTRODUCTION

L'étude du frottement médiat est à la base du calcul des machines; elle est donc d'importance. Malheureusement le sujet est complexe et il a donné lieu à d'innombrables recherches, la plupart du temps fort fragmentaires et souvent sans conclusions. Il importait au plus haut point d'en tenter une synthèse, en se plaçant au point de vue du constructeur; c'est ce que nous avons fait et nous pensons avoir apporté une vue d'ensemble satisfaisante sur la question.

Par frottement médiat, il faut entendre celui qui se développe entre deux surfaces planes ou cylindriques, normalement dressées, lorsqu'elles se déplacent l'une par rapport à l'autre et qu'elles sont séparées par une couche de matière lubrifiante.

On peut distinguer dans l'étude du phénomène trois régimes distincts, que les expériences effectuées dans notre laboratoire d'éléments de machines, depuis une vingtaine d'années, permettent de définir aujourd'hui très clairement.

A. — En premier lieu le régime hydrodynamique que nous précisons d'abord parce qu'il est le mieux connu, parce que, en fait, la théorie basée sur les principes de la mécanique permet d'en établir les lois: c'est celui qui s'installe lorsque les surfaces en présence sont légèrement inclinées l'une par rapport à l'autre, d'un angle de 6 à 10 minutes pour fixer les idées. Lorsqu'il s'agit de frottement entre surfaces cylindriques dont nous nous occuperons plus particulièrement ici, tout se passe grâce à l'excentrement des axes O et O' (fig. 1), comme si les surfaces étaient inclinées l'une par rapport à l'autre; le coefficient de frottement f varie en conséquence, comme dans le cas de deux surfaces inclinées l'une par rapport à l'autre, mais d'une façon

encore plus complexe, car à mesure que le facteur $\frac{\mu N}{p}$ grandit, les centres se rapprochent, et à la limite les surfaces cylindriques deviennent

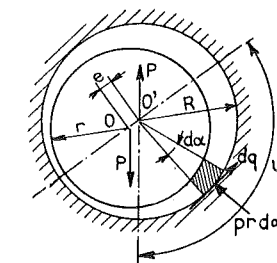


FIG. 1. — Sens horlogerie de rotation.

concentriques c'est-à-dire parallèles. Pour ce cas limite (fig. 2), il est facile d'établir que f est donné par la relation

$$f\left(\frac{r}{a}\right) = 2 \pi^2 \frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (1)$$

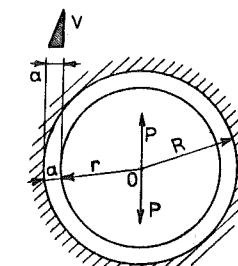


FIG. 2.

C'est l'équation d'une droite passant par l'origine, et qui se présente comme l'asymptote à la courbe réelle de f , établie par la voie théorique, et que nous représentons dans son allure géné-

rale par la figure 3, en fonction de la variable indépendante $X = \frac{\mu N}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2$.

Dans ces relations les lettres ont les significations suivantes :

- μ viscosité absolue du lubrifiant à la température de régime;
- N vitesse angulaire, en nombre de tours par seconde;
- P charge par unité de surface projetée du coussinet;
- a la différence des rayons R du coussinet et r de l'arbre.

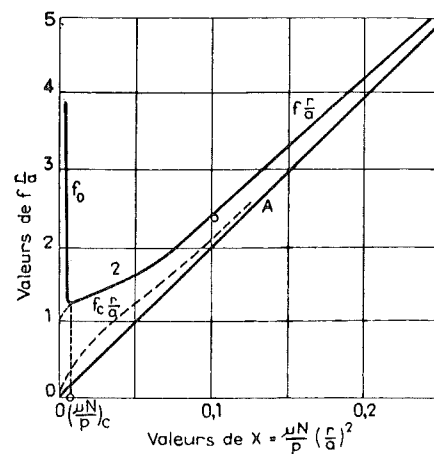


FIG. 3.

B. — Au régime hydrodynamique succède le régime onctueux lorsque la valeur de $\frac{\mu N}{P}$ tombe en dessous d'une certaine valeur critique $\left(\frac{\mu N}{P}\right)_c$ (fig. 3) : le coefficient de frottement, dans ce régime, grandit alors très rapidement pour tendre vers une valeur limite : celle du frottement entre surfaces sèches.

C. — En dehors de ces deux régimes, nous montrerons qu'il en existe un troisième, celui que nous pourrions qualifier de régime semi-fluide et qui apparaît lorsque les surfaces en présence sont strictement parallèles.

Dans ce régime, le coefficient de frottement devient une fonction de $\frac{\mu V l}{P a}$, P désignant la charge par unité de profondeur de la surface, V la vitesse du déplacement, l la longueur de la surface qui se déplace, a l'épaisseur de la couche du lubrifiant (fig. 4).

Ce facteur $\frac{\mu V l}{P a}$ est dans un rapport constant égal à $2\pi^2$, avec le facteur $\frac{\mu N}{P} \left(\frac{r}{a}\right)$, $\left[\frac{r}{a}\right]$ et non $\left(\frac{r}{a}\right)^2$, de la relation (1), si l'on considère que

l peut dans le cas de surfaces cylindriques et concentriques, c'est-à-dire de surfaces parallèles, être pris égal à $2\pi r$.

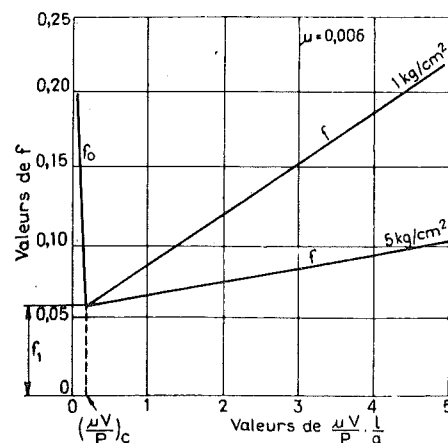


FIG. 4.

Lorsqu'on porte en abscisse ce facteur, et en ordonnée le coefficient f , on trouve une loi linéaire, mais avec une constante f_1 initiale importante

$$f = f_1 + k \frac{\mu V}{P} \left(\frac{l}{a}\right) \quad (2)$$

Nous verrons que l'épaisseur a de la couche d'huile dépend de la viscosité μ et de la pression p . Alors que dans le régime hydrodynamique, f_1 , correspondant au minimum, tombe à quelques millièmes, dans le régime semi-fluide f_1 atteint des valeurs de plusieurs centièmes.

Comme dans le régime hydrodynamique, il existe une valeur critique de $\frac{\mu V}{P}$ à partir de laquelle f grandit rapidement; nous verrons comment il faut interpréter ce changement d'allure analogue à celui du régime onctueux.

L'objet de nos recherches a été d'établir sur une base à la fois théorique et expérimentale, les connaissances nécessaires pour aborder :

1° L'étude du rendement organique des machines;

2° Le problème de la prédétermination de la température de régime dans les organes de machines, les paliers de transmissions en particulier, en explicitant dans l'équation d'équilibre thermique, la valeur de f d'une part et la valeur de la fonction φ , d'autre part :

$$A(pS)fV = S'\varphi(t_r - t_a)$$

équation que l'on peut écrire dès que le fonctionnement en régime est établi.

Dans cette relation les lettres ont les significations suivantes :

S la surface projetée du coussinet égale à $l \times d$;
 S' la surface extérieure du palier;
 t_r la température de régime du lubrifiant;
 t_a la température ambiante.

Les recherches ont dû porter d'après cela, non seulement sur le coefficient de frottement, mais aussi sur la loi de dissipation de la chaleur produite par le frottement.

En nous efforçant de bien préciser la façon dont le problème se pose à nos yeux, nous avons en vue de souligner une déficience que l'on retrouve trop souvent dans les études d'ordre technique.

Si la recherche pour elle-même peut se concevoir dans le domaine de la science pure, elle se justifierait difficilement dans le domaine de la science appliquée.

Nous reconnaissons bien entendu qu'il serait vain d'exiger de toute recherche, dans ce dernier domaine, une portée pratique immédiate : l'accumulation de matériaux un peu épars, tantôt d'allure théorique, tantôt d'allure expérimentale, a contribué ici comme en d'autres circonstances, à la connaissance finale du problème. Mais on conviendra que sans un effort de synthèse, tous ces matériaux dispersés finissent par perdre toute valeur aux yeux du technicien.

N'attendons pas de lui qu'il entreprenne un regroupement des chiffres, une coordination des lois; il n'en a pas le temps, accaparé qu'il est par sa tâche quotidienne.

Finalement, c'est au professeur qu'il appartient de tenter cette synthèse, en s'appuyant, quand il le faut, sur des recherches personnelles destinées à confirmer des vues d'ensemble, ou à réduire au besoin les contradictions qui apparaissent inévitablement lorsqu'on veut procéder à une large confrontation des résultats sortis de dix ou vingt études entreprises séparément par les principaux laboratoires du monde.

CHAPITRE PREMIER

Etude du régime hydrodynamique

§ 1. Coup d'œil sur les méthodes employées pour la mesure de f

Lorsqu'en 1920, nous avons envisagé d'étudier la question du frottement dans les paliers lisses et dans les paliers à billes, nous avons eu dès l'origine, la préoccupation d'effectuer nos recherches expérimentales sur des paliers du commerce, placés dans les conditions de sollicitation et d'utilisation aussi voisines que possible de celles réalisées dans les applications industrielles.

Nous étions mû en cela par l'idée que faute d'une généralisation acceptable, nous aurions tout au moins l'avantage de pouvoir apporter, par ces essais systématiques, une documentation

intéressante ne fût-ce que dans le domaine des paliers de transmission.

Nous avons eu par la suite la satisfaction de pouvoir nous rendre compte qu'une coordination d'ensemble des résultats trouvés, était possible et qu'une vaste synthèse pouvait être tentée avec succès.

Les recherches sur le frottement datent de loin, celles de Thurston en 1873, celles de Stribeck en 1902, celles de Lasche en 1902. Ces dernières ont porté sur des paliers destinés aux applications les plus diverses; malheureusement elles ont été conduites en partant de la mesure du couple au coussinet, ce qui a introduit dans les conclusions, notamment en ce qui concerne la loi de dissipation de la chaleur, une erreur capitale.

Ayant utilisé, à l'origine, la méthode d'essai par ralentissement qui permettait de déterminer le coefficient de frottement à l'arbre, nous avons pu dès 1928, en comparant les résultats obtenus avec ceux fournis par la méthode directe de la mesure du couple au coussinet, mettre en évidence la différence systématique qui existe entre les deux couples, différence que la théorie peut établir bien entendu, mais que personne n'avait soulignée d'une façon suffisamment nette pour que les expérimentateurs soient conduits à réviser leurs méthodes et leurs conclusions.

Des expériences plus récentes que celles de Lasche, avaient été conduites, il est vrai, avec des dispositifs expérimentaux permettant de mesurer le couple à l'arbre : nous faisons allusion aux expériences du Bureau des standards américain et aux expériences de Boswall opérant sur des coussinets partiels, mais dans ces recherches, aucun des expérimentateurs n'avait eu en vue de fixer la loi de dissipation de la chaleur, si bien que la question restait entière quand nous l'avons abordée en 1928-1929.

§ 2. Eléments de la théorie capable de dégager la variable indépendante

La théorie exposée par Osborne Reynolds en 1886, complétée plus tard par Sommerfeld (1904) puis par Gümbel, avait permis de dégager la variable indépendante qui commande le phénomène, puis de mettre en évidence la loi de similitude concernant le coefficient de frottement, tant pour le blochet du palier de butée, que pour les coussinets porteurs.

En intégrant la relation d'équilibre exprimée pour un élément pris le long du coussinet, nous avons pu dégager la valeur du moment M_c appliqué au coussinet, et en déduire la valeur de f_c par la relation (fig. 1)

$$f_c = \frac{M_c}{P \times r} \quad (3)$$

P étant la charge appliquée à l'arbre, r le rayon de l'arbre.

Entre f et f_c nous avons pu établir ainsi qu'il existait une relation simple, évidente d'ailleurs, comme nous allons le montrer, en partant de l'égalité des moments

$$f = f_c + \frac{e \sin \psi}{r} \quad (4)$$

Nous établirons tout d'abord la valeur du couple M_c dans le cas limite des centres coïncidents (fig. 2) en nous appuyant sur la loi de Newton-Navier

$$M_c = (\pi d L) \mu \frac{dw}{dn} \times r = \pi d L \mu \frac{V}{a} \times r \quad (5)$$

la loi de variation de la vitesse dans l'épaisseur a de la couche d'huile, étant linéaire, en vertu du principe de l'égalité de l'action et de la réaction (L représente ici la profondeur).

De là la valeur limite de f_c par définition,

$$f_c = \frac{M_c}{P \times r} = 2 \pi \frac{\mu V}{P} \left(\frac{r}{a} \right) \quad (6)$$

P/L étant la charge par unité de profondeur du coussinet.

Dans la réalité, en dehors du cas limite, dont on se rapproche d'ailleurs assez rapidement, les deux centres O et O' ne coïncident pas et dès lors, en remarquant que la résultante de toutes les forces dues à la pression, passe par O' (fig. 1)

$$M_o = M_c + P e \sin \psi \quad (7)$$

D'où

$$f = f_c + \frac{e \sin \psi}{r} \quad (8)$$

Cette relation implique que les forces tangentielles dq nées du frottement (fig. 1) au coussi-

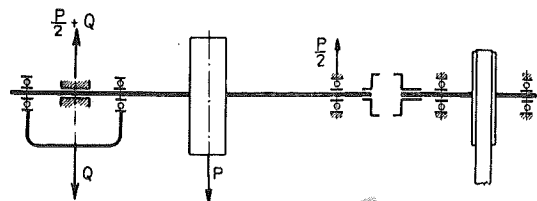


FIG. 5.

net, soient négligeables vis-à-vis de $(rd\alpha)p$, ce qui est le cas sans restriction, en régime hydrodynamique.

S'il est vrai que $e \sin \psi$ est très petit vis-à-vis de r , $\frac{e \sin \psi}{r}$ est du même ordre de grandeur que f_c : les méthodes qui conduisent à la mesure du couple M_c au coussinet, et non à la mesure du couple à l'arbre M_o , doivent donc être rejetées.

§ 3. Exposé des méthodes expérimentales du Laboratoire de Liège

La méthode que nous avons adoptée primitivement et que nous désignerons sous le nom de méthode par ralentissement, échappait à cette critique; elle conduisait malheureusement à une dispersion des points assez grande, par suite des erreurs de mesure sur les couples résistants des organes accessoires.

Cette méthode, dont le dispositif expérimental est représenté schématiquement à la figure 5, implique, en effet, la connaissance préalable du couple dû aux roulements à billes M_r augmenté du couple résistant du volant tournant dans l'air M_a

$$M_t = M_o + M_r + M_a \quad (9)$$

M_o désignant le couple appliqué à l'arbre chargé de $(P/2 + Q)$.

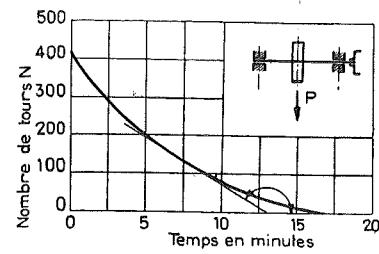


FIG. 6.

En traçant la courbe de ralentissement (fig. 6), en fonction du temps, puis en menant la tangente à la courbe ainsi obtenue, en un point d'ordonnée N , nous pouvions en déduire pour cette valeur de N :

$$M_t = -\frac{1}{g} \frac{d\omega}{dt} \quad (10)$$

I désignant le moment d'inertie du volant. D'où la valeur de f

$$f = \frac{M_t - (M_r + M_a)}{\left(\frac{P}{2} + Q\right) \times r} \quad (11)$$

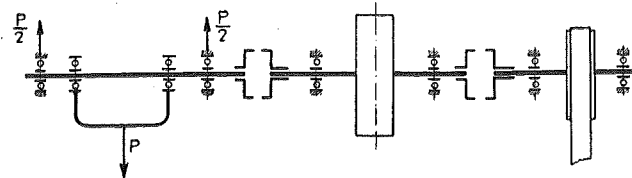


FIG. 7.

Des expériences préalables sur les roulements à billes par la même méthode, ou mieux par la méthode des quatre paliers schématisée (fig. 7), nous avaient conduit à la valeur du couple résistant propre aux roulements à billes.

Les résultats de ces recherches ont fait l'objet d'une publication dans la *R. U. M.* (1) ainsi que d'une étude synthétique présentée au Congrès de la Société des Ingénieurs mécaniciens anglais de 1937.

Préoccupé de voir se confirmer, avant la publication de 1929, les résultats obtenus par la méthode directe, nous avons été amené à reprendre une série d'essais simultanément par la méthode directe et par la méthode du couple au coussinet, en utilisant la disposition représentée à la figure 8 du palier soutenu aux deux extrémités par deux roulements à billes centrés sur le coussinet.

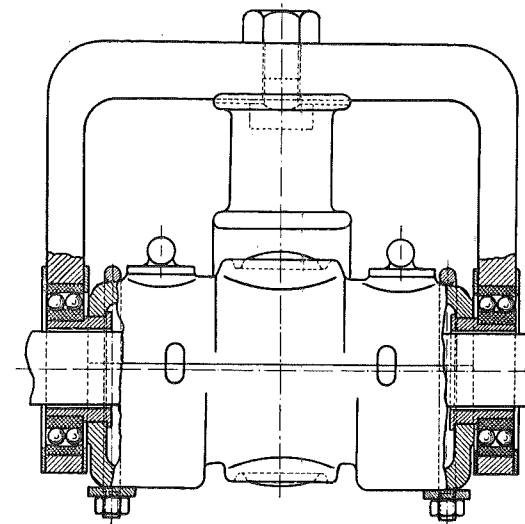


FIG. 8.

La mesure du couple se faisait ainsi directement en appliquant, à l'extrémité d'un levier attaché au palier, un contrepoids capable d'assurer l'équilibre dans la position horizontale.

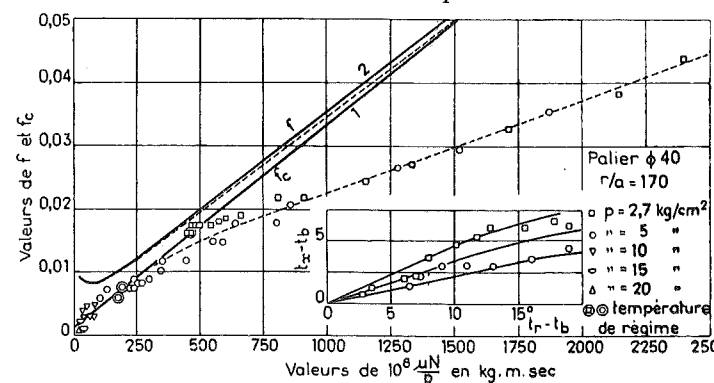


FIG. 9.

Nous avons pu déduire des mesures simultanées de M et de M_c , la courbe des valeurs de f_c indiquées à la figure 9, puis de f/f_c en fonction

(1) *Etude expérimentale des paliers de transmission (Revue universelle des Mines, 1er avril et 1er mai 1927).*

de $\frac{\mu N}{P}$ (fig. 10) et enfin de f (fig. 10, courbe 2).

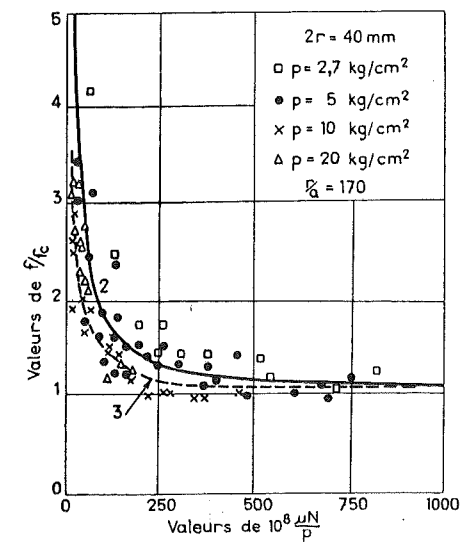


FIG. 10.

Les diagrammes ont été présentés en fonction de $\frac{\mu N}{P}$, tous les essais ayant été effectués avec le même palier, présentant un jeu relatif constant

$$\left(\frac{r}{a} = 170 \right).$$

Deux observations doivent être faites dès un premier examen :

1° Les points expérimentaux dans le diagramme (f/f_c) (fig. 10) sont relativement dispersés et se groupent en réalité sur deux courbes distinctes, suivant qu'il s'agit des points observés à des pressions inférieures ou supérieures à 5 kg/cm^2 pour fixer les idées;

2° Les points expérimentaux dans le diagramme de la figure 9 donnant les valeurs de f_c , s'écartent de la courbe théorique 1 en trait plein à partir de l'abscisse 500.

Nous avons donné une explication satisfaisante de ces anomalies, explication qui montre pour le surplus que la dispersion des points n'est pas due principalement aux erreurs expérimentales (1).

1° Lorsque l'on a affaire à un coussinet complet et à un film continu alimenté à la génératrice supérieure comme c'est le cas ici, la répartition des pressions se fait suivant la loi indiquée

(1) *Le graissage en régime hydrodynamique (Annales de la Société belge pour l'Etude du Pétrole, 1938).*

par l'une des courbes de la figure 11, suivant la valeur de $X = \frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2$; pour une valeur de $X = 0,013$ on voit que les pressions négatives deviennent très importantes; la valeur maximum p_{max} atteint pour une pression p moyenne de 5 kg/cm^2 , la valeur de 1 kg/cm^2 ; c'est dire que des rentrées

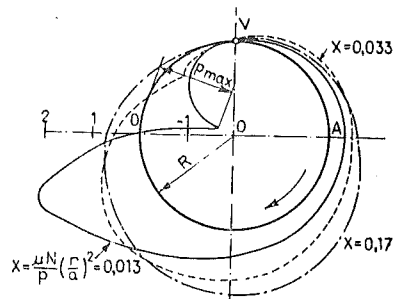


FIG. 11.

d'air doivent se produire et que le film continu cesse d'exister. Le centre de l'arbre qui dans la théorie du film continu devait se déplacer suivant la direction horizontale $O'O_1$ (fig. 12) quand X diminue, suit la courbe $O'O''$, c'est-à-dire que $e \sin \psi$ au lieu de tendre vers a , tend vers zéro.

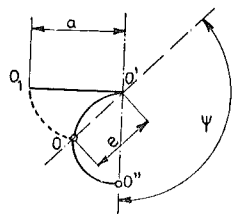


FIG. 12.

Ainsi s'explique le fait qu'à partir d'une certaine pression (5 kg/cm^2 pour fixer les idées), le rapport f/f_c suit une autre loi, la courbe étant toujours d'allure hyperbolique mais constamment en dessous de la première (courbe pointillée) (fig. 10).

En utilisant cette dernière, nous avons pu en déduire la courbe 3 (fig. 13); en tenant compte de la première, on obtient la courbe 2. Celle-ci

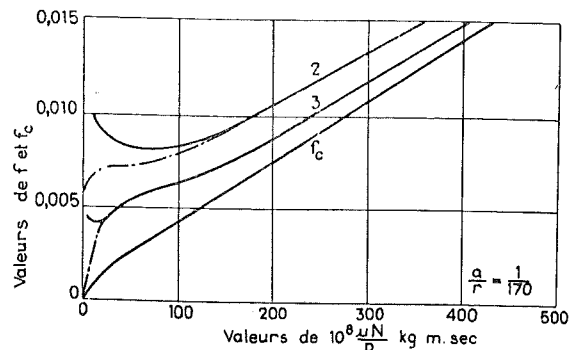


FIG. 13.

correspond très sensiblement à la courbe de Sommerfeld établie pour le film continu, tandis que la courbe 3 donne très fidèlement les résultats fournis par la théorie de Gumbel s'appliquant au demi-coussinet dans l'hypothèse où on élimine du calcul l'influence des pressions négatives. Bien entendu, pour retrouver cette courbe expérimentale, il faut ajouter à la valeur théorique un terme f_s qui correspond à l'action de freinage du demi-coussinet supérieur dont la théorie de Gumbel ne tient pas compte.

La figure 14 donne en fonction de X cette fois, compte tenu du rapport $\frac{r}{a} = 170$, les résultats de la figure 13; la courbe c indique les valeurs du rapport $\frac{a}{e}$, celle de ψ l'angle mesuré à partir de la direction OO' , tels qu'ils résultent de la théorie de Gumbel.

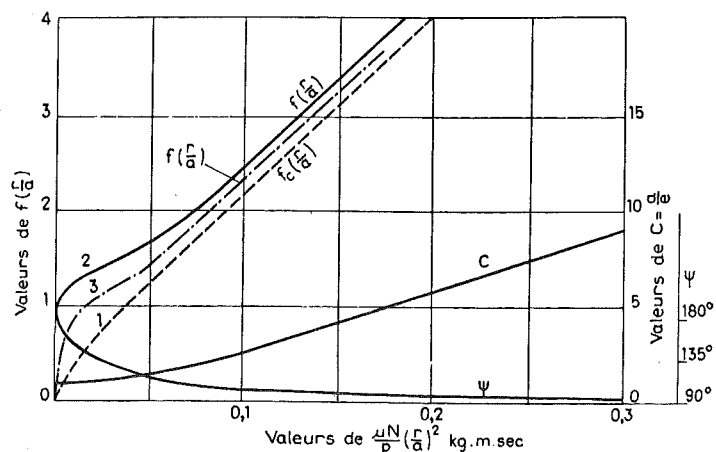


FIG. 14.

Tous les résultats expérimentaux trouvés ultérieurement par nous, confirment pleinement ces considérations et les valeurs de f fournies par les diagrammes de la figure 14 doivent être regardés comme valables de la façon la plus générale, tout au moins pour des pressions moyennes p dépassant 4 à 5 kg/cm^2 .

2° La synthèse que nous venons de faire, ne tient pas compte des points expérimentaux reliés par la courbe pointillée de la figure 9. En réalité à partir du dernier point expérimental obtenu en période de régime, la température du bain d'huile observée ne correspond pas à la température du film, la seule qui compte au point de vue de la théorie. La différence entre t_x la température du film et la température t_b du bain d'huile, est d'autant plus grande que l'écart entre la température t_r de régime et la température t_b du bain est plus grande.

Pour faire coïncider les points expérimentaux avec les points de la courbe théorique tracée en trait plein, il suffit d'admettre pour t_x celle qui

conduit à une valeur de μ assez faible pour amener la coïncidence par déplacement horizontal des points observés avec la courbe théorique. Cela conduit au diagramme (fig. 9 b) dont la courbe moyenne correspond à la courbe de Goudman observée par mesure directe des écarts entre la température du film et la température du bain d'huile, en dehors du régime.

Lorsque le régime est établi, la différence entre l'une et l'autre est de l'ordre de 1 degré et l'on peut confondre la température t_b avec la température du film.

Nous concluons qu'en régime, μ peut être calculé en fonction de la température du bain d'huile que nous désignerons par t_r ; en d'autres termes, en prenant pour μ la valeur ainsi calculée, les valeurs de f sont fournies par les diagrammes de la figure 14.

Il est possible de substituer à la courbe 3 en vue de faciliter les calculs, les deux relations suivantes :

a) Pour $X < 0,03$

$$f = 7,2 \sqrt{\frac{\mu N}{p}} \quad (I)$$

indépendante de $\frac{r}{a}$.

b) Pour $X > 0,03$

$$f = k_1 + k_2 \frac{\mu N}{p} \quad (II)$$

avec

$$k_1 = 7,2 \frac{a}{r}, \quad k_2 = 16,3 \frac{r}{a}$$

§ 4. Exposé de la méthode américaine

Des expériences très nombreuses effectuées ultérieurement dans notre laboratoire en vue d'établir la loi de dissipation de la chaleur, ont confirmé les conclusions que nous venons de souligner pour tous les paliers dont le rapport l/d s'est trouvé supérieur à l'unité, et cela quel que soit le rapport $\frac{r}{a}$, pour autant qu'il soit resté inférieur à 500 ou 600.

Pour montrer que des restrictions doivent être apportées en ce qui concerne l'influence des rapports l/d et r/a , nous disposons des essais effectués par le Bureau of Standards américain.

Celui-ci a opéré avec une méthode susceptible de conduire à une grande précision, méthode schématisée par le dessin de la figure 15; elle utilise 4 paliers identiques et également chargés, ce qui permet de déduire du moment M appliqué au cadre, la valeur de f

$$f = \frac{M}{4P \times r} \quad (12)$$

Sans analyser ici la façon dont se présentent les couples M et M_c appliqués à l'arbre d'une part, au coussinet d'autre part, nous nous bornerons à faire ressortir que par raison de symétrie, la rotation du cadre tend à se produire autour du centre O de l'arbre, et que partant le couple M appliqué au cadre fournit par la relation (12), le coefficient de frottement f réel appliqué à l'arbre.

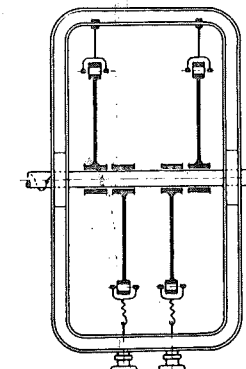


FIG. 15.

Les essais au moyen de cette disposition qui par parenthèse, ne pouvait convenir que pour des coussinets courts du type des coussinets de tête de bielle, ont confirmé entièrement nos propres essais notamment l'instabilité de régime dans la région des faibles valeurs de X .

L'intérêt considérable qui s'attache à ces essais, vient plus particulièrement de ce qu'ils ont réussi à mettre en évidence (fig. 16) :

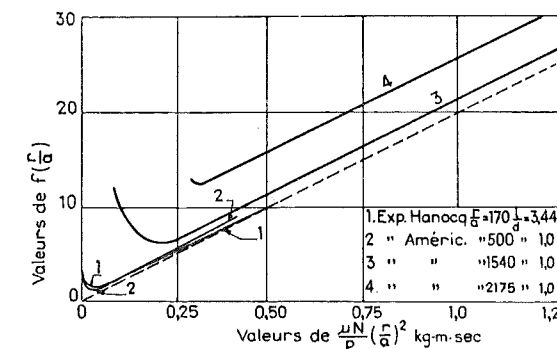


FIG. 16.

1° Le rôle de $\frac{r}{a}$, la correction à partir de 500, pouvant se traduire par

$$f = f \text{ théorique} + \Delta f$$

avec

$$\Delta f = 10^{-13} \times 2,66 \left(\frac{r}{a}\right)^3 \quad (III)$$

2° Le rôle du rapport l/d , nul tant que l/d reste supérieur à 0,8;

3° La position du point critique qui varie avec X, lorsque le jeu diminue, mais de telle façon que le minimum reste constamment fixé par le coefficient

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = 5 \text{ à } 7.$$

§ 5. Méthode utilisée pour les coussinets partiels

La méthode de Boswall utilisant deux coussinets symétriques est schématisée par les figures 17 et 18; elle permet de mesurer le couple à l'ar-

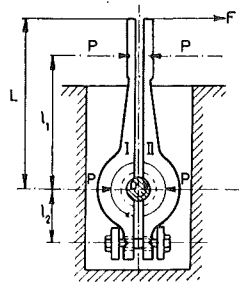


FIG. 17.

bre en raison de la symétrie du dispositif, et par la détermination optique du décalage 2 y, elle donne la possibilité de fixer la différence entre les deux couples :

$$M = F_c \times r + R e \sin \psi$$

ce qui conduit à la relation, puisque $F_c = P f_c$, $R = P$

$$f = f_c + \frac{e}{r} \sin \psi$$

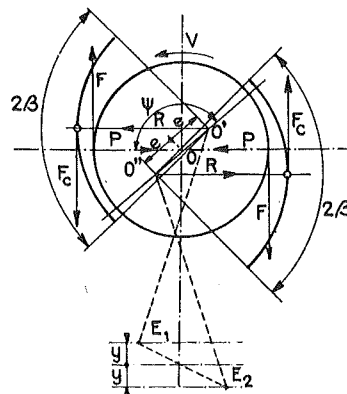


FIG. 18.

On peut assimiler sans erreur appréciable, le coussinet partiel à un blochet articulé (fig. 19); or il est possible d'établir pour ce dernier cas,

par la voie mathématique, les relations caractéristiques suivantes :

$$f = A \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (13)$$

$$\frac{h_s}{l} = C \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (14)$$

$$\text{tg } \alpha = B \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (15)$$

A, B, C étant des fonctions de δ/l , P étant la charge par unité de profondeur du blochet, h_s l'épaisseur du film dans la partie la plus rétrécie.

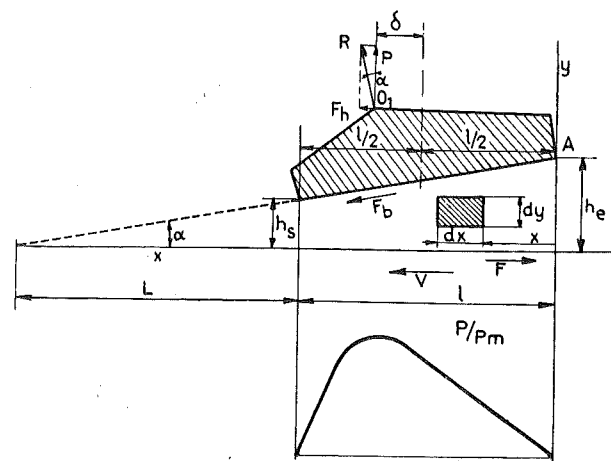


FIG. 19.

Les facteurs A, B, C sont donnés en fonction de la variable auxiliaire l/L (fig. 20), en même temps que le rapport δ/l .

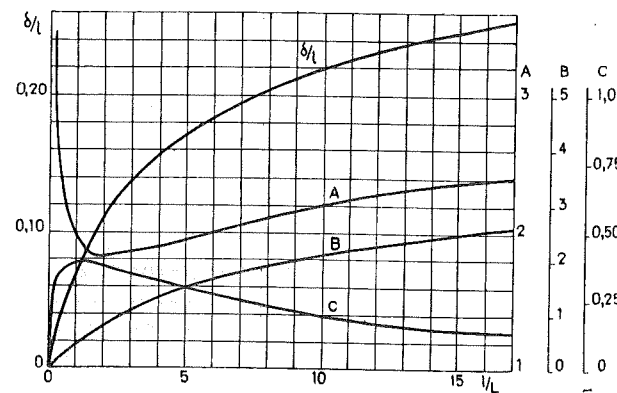


FIG. 20.

Si δ/l est constant, les valeurs A, B, C résultent de la lecture au diagramme et partant f, h_s et $\text{tg } \alpha$ sont connus, en fonction de $\frac{\mu V}{P}$.

Si l'on considère $\text{tg } \alpha$ comme une donnée pour

un blochet non articulé, on peut connaissant $\frac{\mu V}{P}$ fixer B et par le diagramme de la figure 20, en déduire l/L puis A et C, et enfin h_s et f.

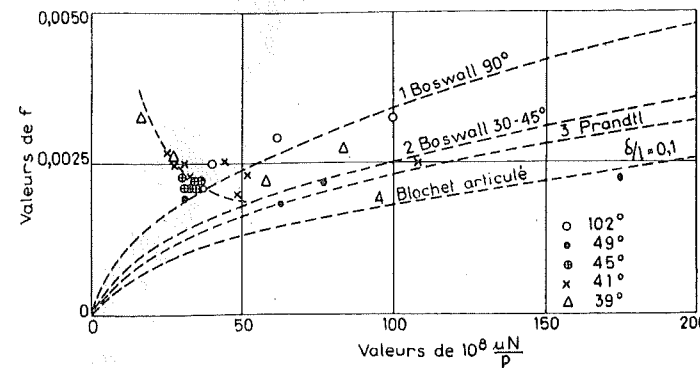


FIG. 21.

Les expériences de Boswall dont les résultats sont indiqués par les courbes 1 et 2 de la figure 21, confirment la valeur de ces lois théoriques; la courbe 3 obtenue par Prandtl pour un angle $2\beta = 38$ degrés (1), se situe un peu plus bas, la limite inférieure étant donnée par la courbe théorique correspondant au blochet articulé 4.

Les points marqués sur les courbes se rapportent à des essais effectués par le Laboratoire de la société Isothermos de Paris.

Si nous employons pour variable indépendante $\frac{\mu N}{p}$ en remarquant que

$$V = 2 \pi r N \quad (16) \quad 2 p r \sin \beta = P \quad (17)$$

nous pourrons poser

$$f = A_1 \sqrt{\frac{\mu N}{p}} \quad (IV)$$

A_1 étant variable dans d'assez faibles limites avec la position du point d'articulation, assez mal défini il est vrai lorsqu'il s'agit du coussinet partiel, et aussi avec l'angle au centre 2β , la formule ne convenant que pour des angles $2\beta = < 90^\circ$.

On obtiendrait une coïncidence entre la valeur expérimentale A_1 de Prandtl et la valeur théorique en supposant que $\delta/l = 0,15$; ($A_1 = 5,65$).

Pour retrouver la courbe de Boswall pour les angles de 45 à 90 degrés, il faudrait choisir $\delta/l = 0,04$; ($A_1 = 7,20$).

Cette valeur de 7,20 est précisément celle que nous avons trouvée pour représenter la constante

(1) Ch. HANCOQ, *Experimental Study of Journal Bearings* (The Institution of Mechanical Engineers. General Discussion on lubrication, Londres, 1937, vol. 1, pp. 122 à 132).

du coussinet complet fonctionnant aux environs de $X \leq 0,03$ (formule 1).

Comme pour le coussinet complet, il existe une valeur critique de $\frac{\mu N}{p}$; sur le diagramme

on note $10^8 \frac{\mu V}{P} = 50$; à cette valeur correspond

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = 16.$$

CHAPITRE II

Etude du point critique et du régime onctueux

Les lois théoriques que nous venons de traduire par les trois relations I, II, III, vérifiées par l'expérimentation systématique, d'une façon absolument remarquable, cessent d'être applicables à partir d'une certaine valeur de $\frac{\mu N}{p}$.

Nous avons vu, en effet, tant par les expériences sur le coussinet partiel que par celles se rapportant au coussinet complet, qu'à partir de cette valeur de $10^8 \frac{\mu N}{p} = 5$ à 7, le coefficient de frottement f va rapidement grandissant pour se rapprocher d'une valeur de l'ordre de 0,15 à 0,20.

La raison de ce changement se comprend aisément, si l'on réfléchit que la théorie n'a pu être établie qu'en partant de l'hypothèse de surfaces planes ou cylindriques MATHÉMATIQUEMENT définies : dès que les rugosités prennent une valeur appréciable par rapport à l'épaisseur moyenne de la couche d'huile qui va diminuant avec $\frac{\mu N}{p}$, des phénomènes nouveaux apparaissent pour modifier ce que nous avons appelé le régime hydrodynamique.

La détermination du point de passage de celui-ci à ce que nous appellerons le régime onctueux, constitue un problème de première importance. M. Leloup, chef de travaux dans le service du cours de Construction des machines, l'a abordé d'une façon systématique et avec beaucoup de sagacité, par plusieurs méthodes (1).

Celle qui lui a donné les meilleurs résultats, utilise le dispositif décrit plus haut (fig. 9) pour la mesure du couple au coussinet M. Comme il s'agit de réaliser de faibles valeurs de N de façon à faire descendre $\frac{\mu N}{p}$ à des nombres très en dessous du nombre critique, M. Leloup a utilisé un double réducteur à vis sans fin, ce qui lui a per-

(1) Le régime onctueux dans les paliers lisses (Standards, n° 5 et 6, 1941).

mis d'opérer avec des vitesses comprises entre 133 et 0,69 tours par minute.

M. Leloup a pu conduire à bien ces difficiles recherches, grâce à beaucoup de persévérance et de minutie dans la mise au point des détails; pour la fixation avec précision du point critique, il a été aidé par une particularité de fonctionnement du dispositif d'essai que nous allons préciser : au point critique l'équilibre devient INSTABLE et une oscillation entretenue de la partie mobile du palier, apparaît. Pour comprendre ce comportement, il faut se représenter que dans le régime onctueux, la valeur de f GRANDIT dès que la vitesse relative de glissement DIMINUE : cela revient à dire que toute tendance à l'entraînement du coussinet amène un accroissement du couple de frottement comme conséquence de la diminution de la vitesse relative. Il en résulte que la butée b_1 entrera en contact avec le butoir b (fig. 22) : à ce moment la

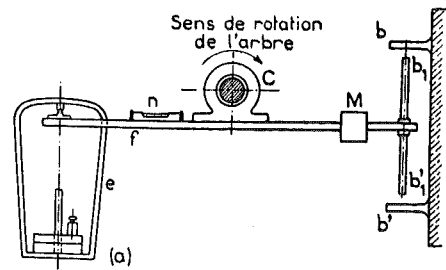


FIG. 22.

vitesse relative redeviendra normale et le coefficient de frottement tombant, le coussinet reviendra en arrière; la vitesse relative augmentant de ce fait, le déséquilibre s'accroîtra jusqu'à ce que la butée b_1' entre en action vers le bas. Le couple normal appliqué au levier dans la position en dessous de l'horizontale, n'équilibre plus à ce moment le couple de frottement, et le mouvement ascendant reprend comme conséquence, une augmentation instantanée et considérable du couple, qui ramène la butée b_1 en contact avec le butoir supérieur b .

Pour limiter les oscillations et rendre les lectures possibles, les butées avaient été munies de tubes en caoutchouc très légers servant d'amortisseurs.

Avec le coussinet de 40 mm et des pressions variant entre 3 et 30 kg/cm², les valeurs de $10^5 \frac{\mu N}{\sqrt{P}}$ correspondant au point critique ont varié de 21 à 4, pour fixer les idées, montrant ainsi que la pression p intervient moins que ne l'impliquerait la constance de $\frac{\mu N}{p}$. En portant en

abscisses les valeurs de $\frac{\mu N}{\sqrt{P}}$ puis $\frac{\mu N}{\sqrt{P}}$, M. Leloup est arrivé à mettre en évidence que la dispersion

des points appartenant au régime onctueux d'une part ou au régime hydrodynamique d'autre part, décelés avec une extrême précision par la méthode décrite ci-dessus, passait par un minimum lorsqu'on employait comme variable indépendante

$$10^5 \frac{\mu N}{\sqrt{P}}$$

Il en a conclu que la valeur de $\frac{\mu N}{p}$ critique pouvait être déduite de la relation

$$X' = 10^5 \frac{\mu N}{\sqrt{P}} = 48,5 \quad (18)$$

pour le coussinet long, 59,5 pour le coussinet court.

En utilisant les résultats d'essais effectués par M. Marcellin sur des coussinets de petit diamètre, par le Laboratoire Isothermes de Paris sur des coussinets de grand diamètre, M. Leloup a pu proposer une relation d'un caractère plus général valant pour tous les diamètres et pour tous les rapports l/d

$$10^5 \frac{\mu V}{\sqrt{P} \cdot d} = 18,5 \quad (IV)$$

P représentant l'effort par unité de longueur du coussinet, toutes les dimensions étant exprimées dans le système kg/m/sec.

Ce point établi, M. Leloup a étudié le coefficient de frottement dans le régime onctueux et conservant la variable indépendante X' introduite pour définir le point critique, il a tracé en fonction de cette variable, les diagrammes de f pour le coussinet court puis pour le coussinet long (fig. 23). Comme on peut s'en rendre compte, par la figure 24, les courbes obtenues dépendent de l'état de rodage, la limite inférieure étant représentée par une courbe d'allure nettement hyperbolique en fonction de X' .

Opérant avec un coussinet en rodage peu accentué, M. Leloup a pu montrer que la courbe de f gardait la même allure, et passait par le minimum pour la même abscisse, quelles que soient les pressions qui ont varié entre 3 et 25 kg/cm² et quelles que soient les qualités d'huile employées. M. Leloup a pu tirer de l'ensemble de ses observations, complétées depuis par des recherches plus amples, sur l'influence de l'origine et de la composition de l'huile :

1° Que l'abscisse du point critique restait bien fixée par la relation (IV);

2° Que le degré de poli des surfaces qui n'avait aucune influence dans le régime hydrodynamique, était ici prépondérant;

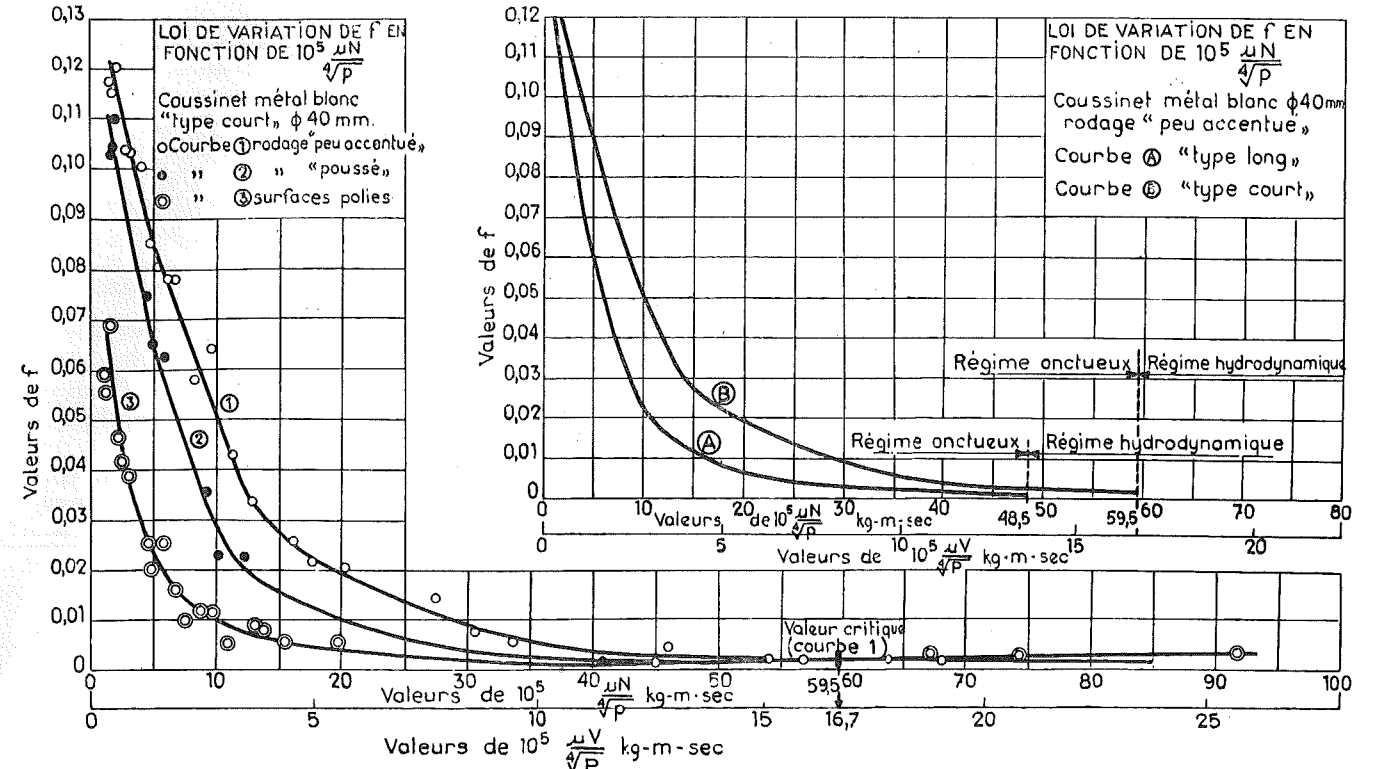


FIG. 23 et 24.

3° Que la viscosité jouait seule, pour un même degré de poli, les différentes huiles ayant conduit aux mêmes résultats à viscosité égale, si on laisse de côté une légère différence dans l'allure des courbes, aux faibles valeurs de X' ;

4° Que la valeur limite supérieure de f paraissait dépendre de la rugosité et pouvait se situer aux environs de 0,20.

Avec des surfaces finement rodées le coefficient de frottement croît lentement et n'atteint encore que 0,01 pour une valeur de $X' = 10$ c'est-à-dire une valeur égale au 1/5 de la valeur correspondant au point critique.

CONCLUSIONS

Nous venons de voir que l'épaisseur de la couche d'huile joue un rôle fondamental et que quand celle-ci devient très faible, de l'ordre de 0,01 mm pour fixer les idées, le régime hydrodynamique cesse d'exister.

Il semble que pour un poli relativement parfait, la pression ne joue qu'un faible rôle dans le phénomène, si bien qu'à la limite, la loi hyperbolique en fonction de X' , se rapproche d'une loi indépendante de p

$$f \times (\mu V) = C'' \quad (19)$$

Quelles que soient les objections que l'on puisse opposer aux considérations qui vont suivre, nous

tenons à les présenter parce qu'elles s'appuient sur deux faits indéniables :

1° Qu'en régime onctueux l'usure des surfaces existe alors qu'en régime hydrodynamique cette usure est absolument nulle;

2° Que l'usure implique des contacts entre sphères d'action moléculaires dans la région des sommets des aspérités.

Nous admettrons que les ondulations plus ou moins accentuées qui constituent les rugosités, jouent le rôle de plans inclinés à l'échelle de l'épaisseur atteinte par la couche d'huile, si bien que λ représentant la longueur dans le sens du mouvement, nous pourrions utiliser la relation (13)

$$\frac{h_s}{\lambda} = C \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (20)$$

P étant la charge par unité de profondeur, et pour une longueur λ . En admettant d'autre part que la loi d'attraction joue, on pourra déduire la force tangentielle en écrivant

$$F = K \frac{m \times m'}{h_s^2} \times n = K \frac{m \times m' \times n P}{C^2 \lambda^2 (\mu V)}$$

ce qui conduit à la valeur de

$$f = \frac{F}{n P} = K \frac{m \times m'}{C^2} \frac{1}{\lambda^2} \times \left(\frac{1}{\mu V} \right) \quad (21)$$

n désignant le nombre d'ondulations d'amplitude λ sur la longueur l de la surface.

On pourrait donc écrire

$$f \times (\mu V) = K \frac{m \times m'}{C^2} \left(\frac{n}{l}\right)^2 \quad (22)$$

La constante d'après cela dépendrait du nombre d'aspérités par unité de longueur.

La limite observée pour les surfaces rodées, d'une loi hyperbolique entre f et μV , s'expliquerait ainsi non par une variation de la viscosité μ avec la pression, mais par l'intervention de l'attraction moléculaire qui, nous le répétons, coïncide avec l'apparition du phénomène d'usure qui suppose des contacts entre les éléments des deux surfaces.

CHAPITRE III

Etude du régime semi-fluide

Nous avons défini le régime semi-fluide, celui qui s'établit entre deux surfaces STRICTEMENT parallèles.

Lorsque les surfaces sont inclinées l'une par rapport à l'autre, la valeur de h_s épaisseur du film dans la partie la plus rétrécie croît à la fois comme $\sqrt{\mu}$ et \sqrt{V} et décroît proportionnellement à \sqrt{P} (formule 13).

On comprend que l'épaisseur h_s croisse dans ce cas avec V , car le lubrifiant entraîné par la surface mobile à l'entrée doit passer par la section rétrécie de la sortie, ce qui implique une augmentation de la pression sous la surface, avec comme conséquence une augmentation de l'épaisseur h_s .

Lorsque les surfaces en mouvement relatif ne sont plus inclinées l'une par rapport à l'autre, il ne peut en être ainsi; l'épaisseur constante a sur toute l'étendue des surfaces qui dépend comme nous le verrons de μ et de p , n'est plus influencée par V .

La théorie ne peut cette fois être mise à contribution pour établir la loi qui lie l'épaisseur à la valeur de μ et de p : c'est à l'expérimentation qu'il faut recourir et ce sera l'objet de l'exposé que nous allons faire.

§ 1. Valeur du coefficient de frottement

Tout ce que l'on peut dire au point de vue théorique c'est que la loi de Newton-Navier reste applicable et qu'elle conduit directement à l'expression

$$f = S \frac{\mu V 1}{P a} = \frac{\mu V 1}{P a} = \frac{\mu V 1}{p a} \quad (V)$$

A cette valeur de f il faut ajouter comme nous

le verrons une valeur f_1 constante, indépendante de μ et de p , mais influencée par l'état de rugosité de la surface

$$f = f_1 + \frac{\mu V 1}{p a} \quad (VI)$$

Tout le problème expérimental se ramène à la détermination de f_1 et de l'épaisseur a .

§ 2. Analyse des résultats expérimentaux

Nous disposons pour établir la loi de variation de a , des expériences de M. Bodart (1) effectuées dans notre laboratoire, et de celles de M. Planiol conduites au Laboratoire de mécanique appliquée de la Sorbonne.

Sans entrer dans les détails de la méthode, disons que nous avons pu déduire des premières expériences avec un très grand degré de certitude, la relation

$$a = \frac{m}{p + 10^4 n} \quad (23)$$

avec $n = 5,2$.

Pour ce qui concerne la valeur de m , nous montrerons comment nous avons pu déduire des expériences de M. Planiol la loi

$$m = a_1 \sqrt{\mu} \text{ avec en moyenne } a_1 = 20. \quad (24)$$

De là la formule de f

$$f = f_1 + \frac{1}{a_1} \sqrt{\mu} \left(1 + 10^4 \frac{n}{p}\right) V \quad (VII)$$

Cette relation n'est vraie toutefois, d'après les expériences de M. Bodart qu'entre des limites assez étroites, 0 m 50 et 5,50 m/sec pour fixer les idées.

Les résultats d'ensemble peuvent, en effet, être schématisés par le diagramme de la figure 25 lorsqu'on maintient la température de la paroi constante. L'on peut y distinguer quatre phases :

1° Celle (I) qui dans l'étude du régime hydrodynamique a été appelée *onctueuse*;

2° Celle (II) que nous qualifions de *semi-fluide* et qui obéit à la loi ci-dessus;

3° Le régime qui apparaît à partir d'une vitesse de 5,50 m/sec au cours de laquelle le coefficient f diminue et tend vers la limite f_1 de départ (phase III);

4° Le régime « sec » qui s'amorce à partir d'un point (E) dont l'ordonnée est d'autant plus élevée que la pression p est plus faible (phase IV).

On peut expliquer ce qui se produit dans ce dernier régime en remarquant qu'à mesure que

(1) Contribution à l'étude du frottement dans la phase onctueuse et semi-fluide (R. U. M., 1^{er} et 15 juin 1933); Etude du coefficient de frottement dans la phase onctueuse (R. U. M., novembre 1938).

V grandit la quantité de chaleur produite par seconde dans la couche d'huile intéressée, va rapidement croissant, et comme cette chaleur ne peut s'évacuer qu'à travers la couche elle-même, la température de celle-ci va croissant et la viscosité réelle va diminuant rapidement. Il arrive un moment où cette température locale devient si élevée qu'une véritable transformation d'état paraît s'opérer. M. Bodart en s'appuyant sur les travaux de Bowden et Ridler a pu calculer ces températures locales qui sont de l'ordre de 100° pour des pressions voisines de 1 kg/cm², atteignant 230° pour des pressions de l'ordre de 7 kg/cm².

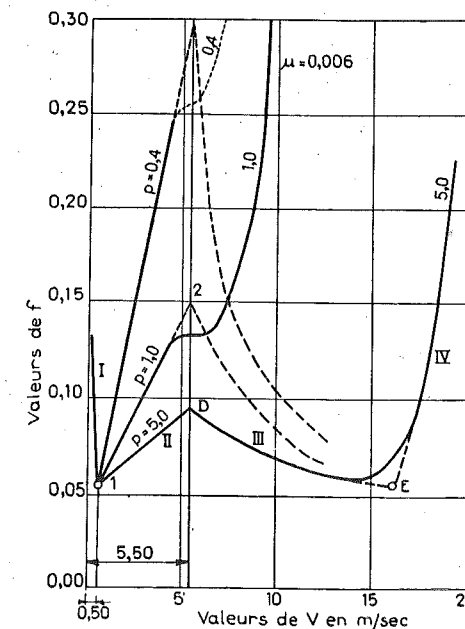


FIG. 25.

Lorsqu'on porte en abscisse les températures ainsi calculées et en ordonnées les pressions moyennes, on trouve une courbe de l'allure de celle que l'on observe dans la vaporisation d'un liquide. Il y aurait à ce moment un véritable changement d'état du lubrifiant au point de contact qui amènerait un coefficient de viscosité si bas que tout se passerait comme en régime sec.

D'après cet exposé, on peut comprendre que la seule région explorable scientifiquement est celle qui va de 0 m 50 à 5,50 m/sec pour fixer les idées: c'est heureusement la plus intéressante car il est rare que la vitesse moyenne dans les machines à piston dépasse cette valeur de 5 m 50 par seconde.

Nous n'avons pu aboutir à une synthèse aussi nette et aussi satisfaisante qu'après avoir abordé l'analyse des expériences de M. Planiol sur le moteur à gaz.

Ces expériences conduites avec une maîtrise exceptionnelle de façon à pouvoir dégager les pertes propres au piston et aux cercles de piston,

les seuls organes importants qui participent du régime semi-fluide, nous ont permis de donner une valeur explicite au coefficient m de la formule (23) primitivement déduite des essais de M. Bodart, essais qui avaient dû être limités à une seule huile et à une seule température de paroi, tant la méthode s'avérait laborieuse.

M. Planiol ayant opéré lui avec trois huiles de provenances différentes et avec quatre températures de régime pour chacune d'elles, il nous a été possible, non sans quelques difficultés, il est vrai (1), d'en déduire la relation (24) et de montrer que a , variait avec la provenance de l'huile.

17,38 pour l'huile A faiblement visqueuse.
21,88 pour l'huile C normalement visqueuse.
18,93 pour l'huile R beaucoup plus visqueuse.

En passant nous ferons remarquer que l'huile C qualifiée huile de machine, s'est avérée ainsi comme la plus favorable puisque toutes choses égales elle conduit à une épaisseur plus grande de la couche d'huile; l'analyse complète des résultats d'expériences nous avait conduit pour le surplus, à constater que cette huile était très supérieure aux deux autres au point de vue de la conductibilité de la paroi du piston recouvert d'une couche d'huile de cette qualité.

En interprétant les expériences effectuées à cylindre ouvert, le piston étant entraîné par le mécanisme bielle-manivelle, nous avons pu établir que

$$f_1 = 0,008 + 0,2 \sqrt{\mu} \quad (VIII)$$

la courbe expérimentale étant représentée figure 26.

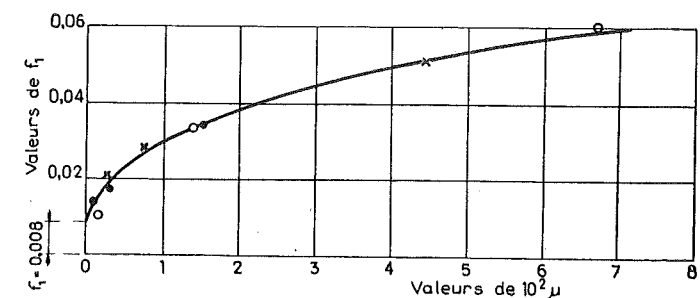


FIG. 26.

Avec le cylindre fermé, entraîné à vide mais avec la compression normale, il faut ajouter à f_1 un supplément Δf_1 qui est indiqué par le diagramme (fig. 27); les points marqués en noir étant relatifs aux essais en charge.

Il faut interpréter cette augmentation Δf_1 comme la conséquence de ce que l'augmentation de la température interne de la paroi avec la

(1) Voir à ce sujet: Etude des pertes par frottement dans les machines alternatives (Soc. belge des Mécaniciens, 1941); Nos connaissances actuelles en matière de graissage, Conférence du 20 janvier 1944 à la Société belge pour l'Etude du Pétrole.

charge, particulièrement de la paroi du cylindre voisine de la culasse, conduit à des frottements plus considérables analogues à ceux mis en évidence dans la quatrième phase du diagramme de M. Bodart.

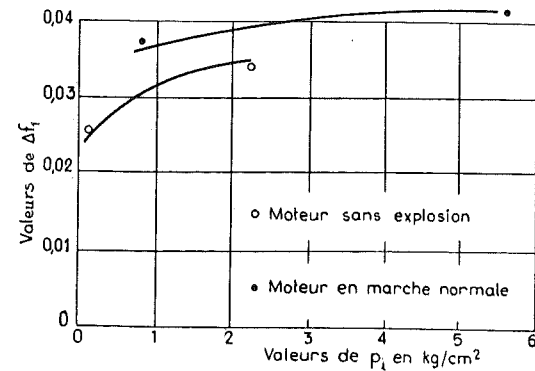


FIG. 27.

En ce qui concerne le terme $0,2\sqrt{\mu}$ nous l'interprétons, à défaut de documents plus étendus et plus approfondis, comme une conséquence des discontinuités aux cercles; pour l'appareil de M. Bodart le reflux en tête des palettes qui tendent à entraîner un léger bourrelet d'huile expliquerait un accroissement de résistance qui ne pourrait dépendre que de la viscosité et non de la pression.

§ 3. Conclusions

Nous terminerons ce chapitre en soulignant de façon particulière que les deux lois formulées par

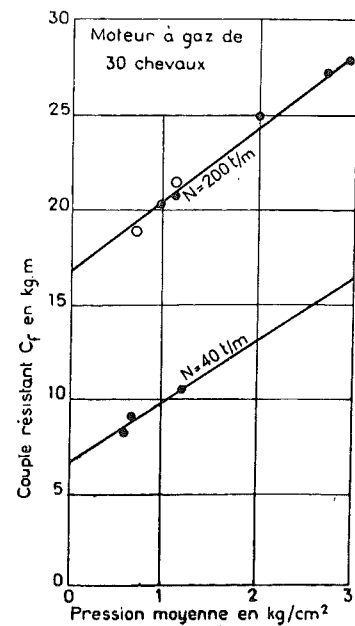


FIG. 28.

Planiol et traduites par les figures 28 et 29 à savoir que dans une machine à piston :

1° A vitesse constante le couple dû aux frottements croît *linéairement* avec la pression;

2° A pression constante le couple dû aux frottements, croît *linéairement* avec le nombre de tours, s'expliquent et se vérifient *quantitativement* avec une approximation invraisemblable à première vue, par la simple application de la formule VII.

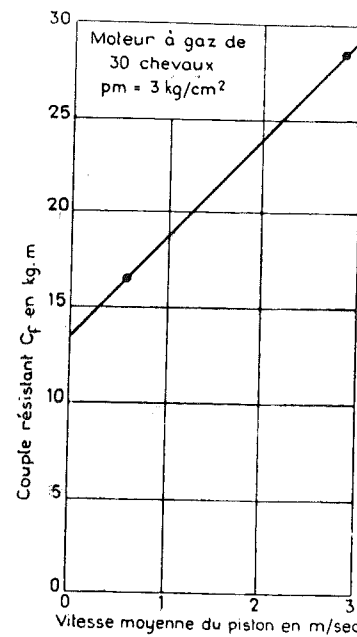


FIG. 29.

En effet, le couple C_f est proportionnel à pfr et partant

$$\frac{C_f}{r} = pf = p \left[f_1 + \frac{1}{a_1} \sqrt{\mu} V \right] + \frac{10^4 n}{a_1} \sqrt{\mu} V = Ap + B \quad (25)$$

si V est constant (il s'agit ici de V_{moy} du piston)

$$\frac{C_f}{r} = pf = pf_1 + \frac{1}{a} [p + 10^4 n] \sqrt{\mu} V = A' + B'V \quad (26)$$

si p est constant (il s'agit ici de la pression moyenne au cylindre).

Ces deux formules accompagnées des diagrammes donnant Δf_1 , incorporé dans f_1 , permettent de coordonner la totalité des résultats fournis par les expériences de M. Bodart et de M. Planiol et de déduire par le calcul avec une très grande certitude, la valeur du rendement organique des machines alternatives aux différentes charges.

CHAPITRE IV

Conclusions générales

§ 1. Au sujet du coefficient de frottement

Nous pouvons tenter à présent une vaste synthèse portant sur l'ensemble des résultats acquis tant dans le régime hydrodynamique que dans le régime semi-fluide ou dans le régime onctueux.

Nous porterons pour cela en abscisses la valeur de $\log V$ afin de pouvoir étendre la courbe entre 0,001 m/sec et 20 m/sec, et en ordonnées les valeurs de f dans l'hypothèse

- p constant (égal à 5 kg/cm^2);
- μ constant (égal à $0,006 \text{ kg sec/m}^2$).

Pour le palier nous supposons, un jeu relatif $\frac{a}{r} = \frac{1}{400}$, une valeur $R - r = a = 0,05 \text{ mm}$.

Nous avons fait figurer les courbes du régime onctueux (fig. 30):

- a) Pour un poli très poussé I_a ;
- b) Pour un rodage peu accentué I_b ;
- c) Pour un rodage peu poussé, l'huile étant remplacée par un sirop de sucre I_c (expériences de M. Leloup).

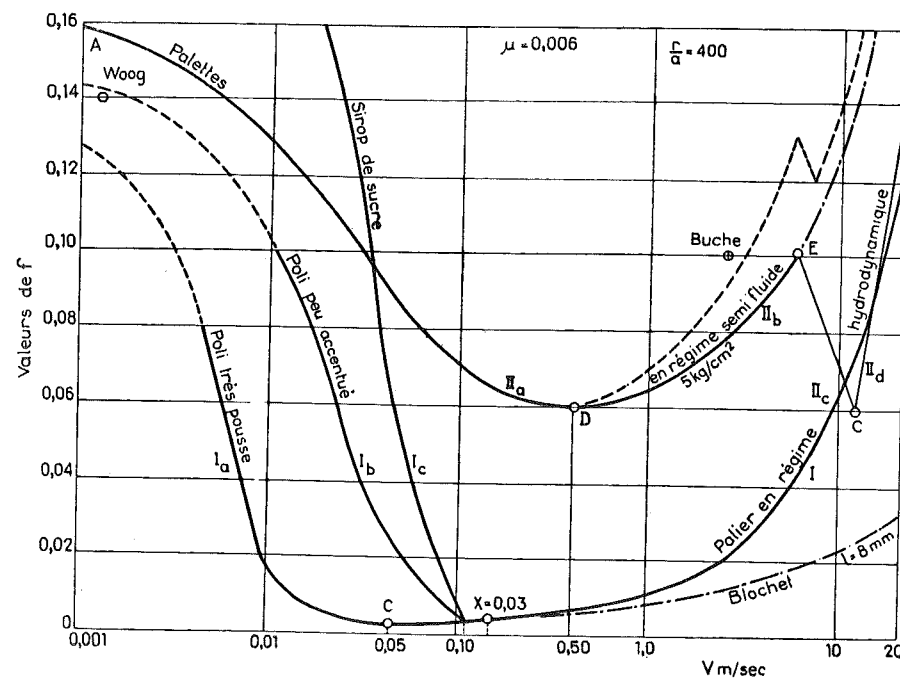


FIG. 30.

Nous avons figuré également la courbe du régime hydrodynamique, UNIQUE pour tous les états de rodage, valable pour le sirop de sucre comme pour l'huile normale.

En trait mixte nous avons indiqué ce qu'il

advierait au point de vue du frottement si l'on avait affaire à un blochet orientable dont la longueur suivant l'axe du déplacement ne dépassait pas 8 mm.

Les autres courbes se rapportent au régime qui s'établit entre deux surfaces strictement parallèles.

La courbe II_b se rapporte au régime semi-fluide pour $\mu = 0,006$, p égal à 5 kg/cm^2 .

La courbe II_a correspond à ce que l'on pourrait appeler le régime onctueux, observé par M. Bodart, la valeur limite tendant vers 0,16.

A partir de 5,5 m/sec la chute de f se produit (courbe II_c) jusqu'à une valeur voisine de la valeur minimum observée au début du régime semi-fluide; ce minimum correspond à une vitesse de l'ordre de 14 m/sec.

A partir de ce minimum le coefficient f grandit rapidement pour tendre vers une valeur limite correspondant au frottement sec.

La courbe II_e peut s'expliquer en admettant que à partir de la vitesse 5,5 m/sec la quantité de chaleur à évacuer par la couche d'huile devient telle que sa température grandit rapidement et qu'ainsi la valeur de μ réelle s'écarte de plus en plus de la valeur 0,006 calculée pour une température égale à celle de la paroi.

Nous pouvons traduire ces résultats d'une façon plus suggestive encore (fig. 31), en portant en abscisses les valeurs de l'épaisseur de la couche d'huile :

(a — c) lorsqu'il s'agit du régime hydrodynamique, ces valeurs étant calculées en utilisant le rapport $\frac{a}{e}$ donné par la courbe c de la figure 14;

a lorsqu'il s'agit du régime semi-fluide déterminé en partant des relations (23) et (24) combinées.

En ordonnées, nous avons porté $(f - f_1)$ pour l'un ou l'autre régime.

Pour le régime hydrodynamique lorsque $X \geq 0,03$ nous disposons de la formule (II)

$$f - f_1 = 16,3 \frac{r \nu N}{a p} = \frac{16,31 \mu V}{2\pi a p} \quad (27)$$

Pour le régime semi-fluide nous disposons de la formule VII

$$f - f_1 = \frac{1}{a_1} \frac{1}{\sqrt{\mu}} (p + 10^4 n) \frac{\mu V}{p} \quad (28)$$

La courbe en trait fort inférieure donne les résultats du calcul en partant de la première formule pour les vitesses $V = 0,50$ et $V = 2,0$ et différentes pressions 1, 5, 10, 15, 20 kg/cm², la

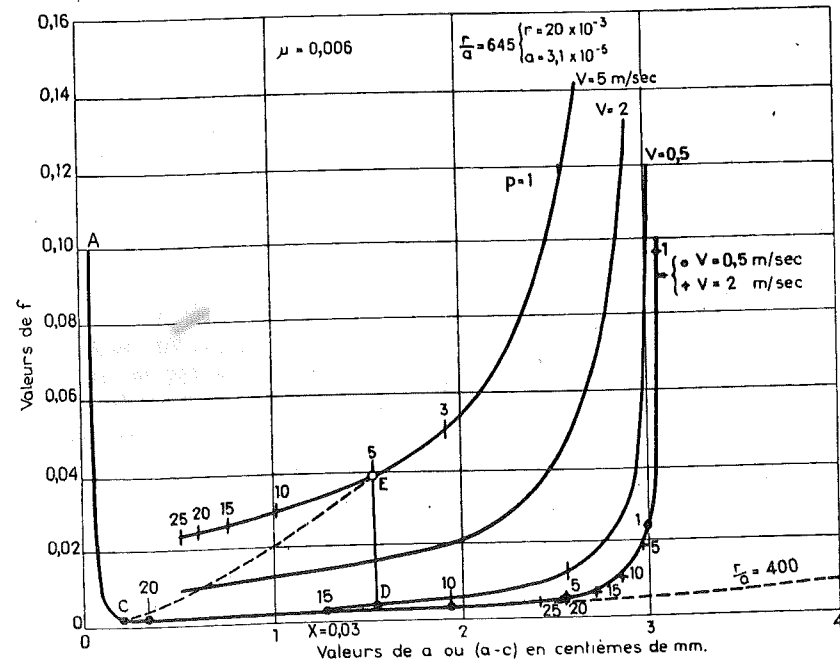


FIG. 31.

valeur de μ étant prise égale à 0,006, le rapport $\left(\frac{r}{a}\right)$ étant pris égal à 645, ce qui pour un arbre de 40 mm correspond à $a = 3,1 \times 10^{-5}$.

Pour un rapport $\frac{r}{a} = 400$ et le même diamètre 40 mm, la courbe suivrait la loi indiquée par le trait pointillé, pour devenir asymptotique à l'ordonnée d'abscisse $a = 5 \times 10^{-5}$.

Les deux courbes en trait fin se rapportent au régime semi-fluide respectivement pour 5 m/sec et pour 2 m/sec; la courbe inférieure en trait plus fort correspondant à la vitesse 0,50 m/sec.

La traduction de la courbe discontinue $\Pi_a \Pi_b \Pi_c \Pi_d$ de la figure 30, abstraction faite de f_1 correspondant à l'ordonnée minimum, est dès lors indiquée par la courbe A C D E C A; la courbe A C ne correspond toutefois à celle du régime onctueux observé entre surfaces inclinées que si la rugosité des parois peut être considérée comme rigoureusement la même.

Ce cas limite qui paraît avoir été observé par M. Planiol dans le fonctionnement à vide cylindre ouvert, du piston du moteur à gaz, ne peut se réaliser qu'à la faveur d'un rodage long et

progressif au point de vue de la pression ($f_1 = 0,008$).

Pour ce qui concerne la période CD, nous voyons qu'elle correspond à la phase d'accroissement de l'épaisseur de la couche d'huile avec la vitesse; par le jeu des facettes correspondant aux ondulations de la surface, tout se passerait, à une échelle affaiblie, comme dans le régime hydrodynamique où l'épaisseur croît avec la vitesse.

Lorsque cette épaisseur atteint au point D la valeur qui correspond au régime semi-fluide sous la charge de 5 kg/cm², la loi devient asymptotique à l'ordonnée DE, comme elle devient asymptotique à l'ordonnée d'abscisse 3,1 pour la pression nulle.

A partir de E l'épaisseur diminue parce que la valeur réelle de μ décroît rapidement par rapport à la valeur initiale 0,006; si on se permet d'extrapoler la formule fournissant μ jusqu'à la température $t = 230^\circ$, température calculée par M. Bodart au point E (fig. 25), on trouve pour μ une valeur de l'ordre de 0,0001 et pour a une valeur

$$\sqrt{\frac{0,006}{0,0001}} = \sqrt{60} = 7,75 \text{ fois}$$

plus petite, qui correspond très bien au point C.

On se rend compte ainsi de l'impossibilité de fixer la loi de variation de $(f-f_1)$, en fonction de p , de V , et de μ , si l'on ne peut connaître à chaque instant la vraie valeur de μ .

§ 2. Au sujet de la loi de dissipation de la chaleur dans les paliers

Nous avons, par des essais systématiques poursuivis pendant plusieurs années, au moyen d'une chambre à température constante, étudié la loi de dissipation de la chaleur dans les paliers, et déterminé les valeurs des coefficients k_0 et k_0' qui entrent dans la fonction $\varphi(t_r - t_a)$ de l'équation exprimant la condition d'équilibre thermique :

$$\Delta p f V = A \frac{S'}{S} [k_0 (t_r - t_a) + k_0' (t_r - t_a)^4] \quad (29)$$

Le premier terme du second membre se rapporte à la quantité de chaleur dissipée par convection libre, le second terme se rapporte à la quantité de chaleur dissipée par rayonnement.

Nous avons pu mettre en évidence que la quantité de chaleur évacuée par l'arbre lui-même était

du même ordre que celle dissipée par la surface S' extérieure du palier, tout au moins à partir d'un certain diamètre dont la valeur dépend de l/d .

La valeur de k_0 qui résulte de l'ensemble des essais appuyés par une confrontation très large avec des résultats relevés sur des moteurs électriques, nous ont permis de fixer la valeur de k_0 (*) par la relation

$$k_0 = 1,80 \left[1 + \frac{1}{n_1^2} \left(\frac{d}{d_1} \right)^2 \right] \times K \quad (30)$$

dans laquelle n_1 désigne le rapport de la longueur du palier dans le sens axial au diamètre d de l'arbre, d_1 un diamètre de référence égal à 2,7 cm, K un coefficient qui tient compte de ce que la température de la paroi extérieure qui devrait figurer à la place de t_r dans la relation ci-dessus, n'est égale à t_r température en régime du bain d'huile, que dans le cas limite d'un palier très trapu, très bien alimenté, comme celui représenté au 1/5 figure 35. Pour les paliers plus déliés moins bien alimentés, l'écart entre t_e et t_r peut devenir important, et cela revient, si on conserve t_r pour désigner la température de la paroi, à introduire un coefficient de réduction K qui peut être pris égal à :

- 0,90 pour le type représenté figure 32;
- 0,85 pour le type représenté figure 33;
- 0,80 pour le type représenté figure 34.

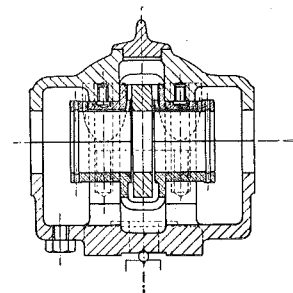


FIG. 32.

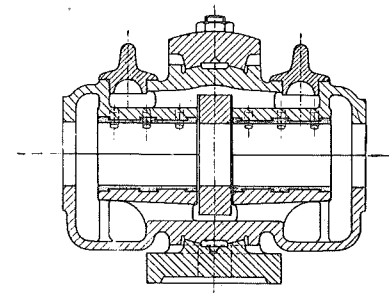


FIG. 33.

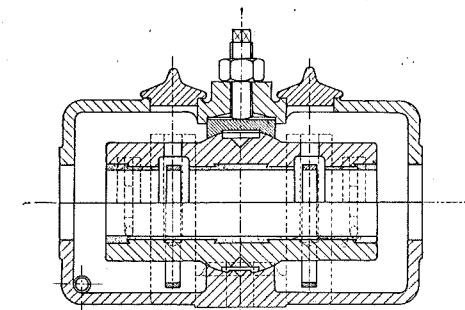


FIG. 34.

Lorsque l'arbre ne se prolonge que d'un seul côté, il faut diviser le second terme de la parenthèse de la relation (30) par 1/2.

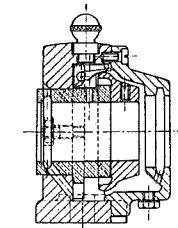


FIG. 35.

Dans le cas d'un palier ventilé avec une vitesse v m/sec, il faut remplacer le premier terme 1 par

$$1 + \sqrt{v} \quad (30)$$

la formule classique lorsqu'on exprime le coefficient de transmission en calories par mètre carré par heure étant pour le cas de la convection forcée

$$k = 15 + 15 \sqrt{v} \quad (31)$$

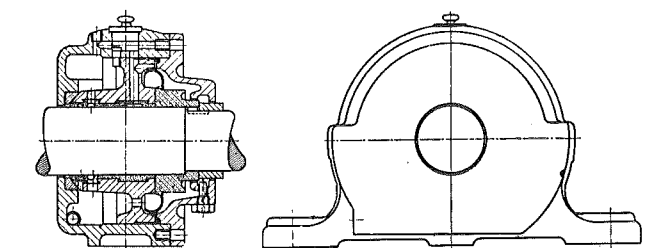


FIG. 36.

Par parenthèse nous ferons remarquer que le coefficient de transmission qui résulte de nos essais 1,80, devient lorsqu'on l'exprime non plus en kg/m par seconde par mètre carré, mais en calories par heure et par mètre carré

$$15,2$$

En ce qui concerne le coefficient de rayonnement k_0' on peut le prendre égal à

$$k_0' = 24,1 \cdot 10^{-6} K^4 \quad (32)$$

(*) Voir R. U. M., numéro de juillet 1947.

la remarque que nous faisons ci-dessus en ce qui concerne la réduction $\frac{t_r - t_a}{t_r - t_a} = K$, valant pour le rayonnement et partant impliquant l'introduction du coefficient K^4 .

Lorsque pour des différences de températures de l'ordre de 30° , une température ambiante de $t_a = 28^\circ$, on cherche à identifier le terme

$$k_0' (t_r - t_a)^4$$

avec le terme tel qu'il résulte de la loi de Stefan-Boltzman en fonction des différences des quatrièmes puissances des températures

$$k_0' (t_r - t_a)^4 = K_r (T_r^4 - T_a^4) \quad (33)$$

on trouve avec la valeur de k_0' ci-dessus :

$$K_r = 10^8 \times 4,42 \text{ par m}^2 \text{ et par heure}$$

la valeur limite pour le corps noir étant de $4,95 \cdot 10^8$.

§ 3. Au sujet du calcul des paliers

Les données essentielles pour le calcul d'un palier sont :

- La charge totale P;
- Le nombre de tour N par seconde;
- La température ambiante t_a ;
- La courbe de viscosité μ que l'on peut mettre sous la forme

$$\mu = a/t^n$$

a et n caractérisant l'huile employée, dans la région d'utilisation.

Les trois valeurs cherchées sont respectivement t , d et la température de régime t_r .

Trois équations peuvent être écrites.

La première

$$ApfV = A \frac{S'}{S} [k_0 (t_r - t_a) + k_0' (t_r - t_a)^4] \quad (34)$$

qui exprime l'égalité entre la quantité de chaleur produite par les frottements par seconde, et la quantité de chaleur dissipée dans le même temps, par la surface extérieure S' du palier, lorsque celui-ci est en régime.

La seconde qui fixe les conditions de fonctionnement de telle façon que le palier se trouve suffisamment éloigné du point critique

$$10^5 \frac{\mu N}{\sqrt{P}} l^{\frac{1}{4}} d^{\frac{1}{2}} = C \quad (35)$$

avec $C = 12$, le double du minimum par mesure de sécurité.

La troisième qui exprime que la tension dans le métal de l'arbre ne dépasse pas une valeur admissible de l'ordre de 4 kg par mm^2

$$\frac{M_r}{R_r} = \frac{\pi d^3}{32} \quad (36)$$

En conduisant le calcul de cette manière, on obtient généralement des valeurs de d et l inadmissibles, le rapport l/d descendant en dessous de 0,8 valeur limite à partir de laquelle les formules qui fixent le coefficient de frottement f ne sont plus applicables.

Pratiquement on suit donc la voie suivante : on se donne l/d et l'équation (36) fait connaître directement l et d . On déduit de là $S = l \times d$ et connaissant le type de palier envisagé, on évalue le rapport S'/S pour ce type ainsi que la valeur du coefficient K . La formule (34) fait connaître dans ces conditions la valeur de la température de régime t_r pour une température ambiante t_a donnée.

Il restera à s'assurer que la valeur de C est suffisamment élevée pour que le palier fonctionne très au delà du point critique.

Si la sécurité apparaissait comme insuffisante, ou si t_r était trop élevé (supérieur à 70° pour fixer les idées) il n'y aurait plus qu'un moyen : augmenter S' la surface extérieure, ou bien recourir au refroidissement artificiel par ventilation ou par circulation d'eau.

§ 4. Au sujet de la forme à donner aux paliers

Il apparaît clairement, comme conséquence de toutes les recherches que nous venons de présenter :

1° Que le coussinet doit être court avec un rapport l/d égal à 1 ou 1,5;

2° Que le coussinet doit être articulé;

3° Que le mode d'alimentation doit être continu, sûr et abondant, d'autant plus abondant que le rapport l/d est plus faible puisque les fuites latérales grandissent à mesure que l/d diminue, et que la quantité strictement nécessaire pour assurer l'alimentation du film pourrait dans ce cas, devenir insuffisante.

Le palier qui nous paraît le mieux répondre à ces différents desiderata, est représenté figure 36; nous l'avons étudié de telle façon que le corps proprement dit soit de forme aussi simple que possible, et conduise à des dimensions d'encombrement telles que l'on puisse sans retouche, substituer éventuellement au coussinet lisse, un roulement à billes de même diamètre intérieur.

En adoptant un coussinet à collerette comme celui dessiné, nous réalisons à la fois la rigidité importante tout particulièrement lorsqu'on le réalise en deux pièces, et la possibilité d'obtenir avec un alésage cylindrique du corps, une portée sphérique suffisante qui rend le coussinet orientable sans complication de fabrication.

La bague de graissage qui doit être extérieure si l'on veut réaliser des coussinets à faible portée,

joue avec la collerette ainsi tracée et complétée par le couvercle, le rôle d'une véritable pompe, grâce à l'alimentation par l'intérieur du tore : une couche d'huile en équilibre est entraînée entre la bague et la collerette et fait passer un flux continu à la partie supérieure d'où elle est conduite en charge, à la génératrice supérieure du coussinet.

A la mise en marche, toute l'huile qui se trouve comprise entre le coussinet et le couvercle est transportée du côté opposé d'où elle ne rentre dans le circuit que par une ouverture placée au niveau de la naissance du tore; le niveau de cette ouverture règle automatiquement le niveau de l'huile côté couvercle car si celui-ci tend à croître, la pression dans l'anneau d'huile devient suffisante pour équilibrer la légère charge qui assure l'écoulement vers la bague.

Sous cette forme l'alimentation est assurée avec une sécurité totale, avec une abondance réglable et sans danger de barbotage aux grandes vitesses, barbotage qui pourrait rendre précaire l'étanchéité côté couvercle.

L'étanchéité point capital, est assurée du côté opposé par une double rainure; quant à l'étanchéité du palier elle est assurée par l'appui sphérique du coussinet sur la face opposée à la bague.

L'objection que la bague butée n'assure l'équilibrage de la poussée axiale que dans un seul sens, tombe si l'on observe qu'il existe toujours au moins deux paliers et qu'en les disposant

symétriquement de part et d'autre du rotor, on réalise la fixité axiale avec une tolérance bien suffisante pour la presque totalité des applications, sans avoir à craindre les effets destructeurs de la dilatation.

Nous terminerons cette étude en soulignant les résultats des essais effectués sur les paliers représentés par les figures 32, 33, 34, 35 et 36 à la vitesse de 1.000 t/m sous une charge de 500 kg, avec une température ambiante $t_a = 28^\circ$; tous ces paliers ayant le même diamètre 40 mm et étant alimentés avec la même huile.

Les températures de régime observées ont été, dans l'ordre : 56° , $56^\circ 5$, 52° , 48° et 51° .

Ainsi pour le palier le moins encombrant et le moins lourd, celui dont les dimensions ne dépassent pas celles du roulement à billes, la température de régime s'est trouvée limitée à

$$48 - 28 = 20$$

au-dessus de l'ambiance, contre 28,5 pour les autres.

Ce résultat inattendu pour le technicien habitué à appliquer la notion de $pV = \text{constante}$, c'est-à-dire à croire qu'il faut augmenter la portée avec la vitesse, est pourtant tout à fait conforme à ce qui peut être prévu et calculé quand on applique les résultats des recherches exposées dans cette étude.

Et c'est sur cette constatation décisive que nous voudrions terminer cette note.

UNIVERSITÉ DE LIÈGE



Hommage

de la

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES

à

L'ASSOCIATION

DES INGÉNIEURS SORTIS DE L'ÉCOLE DE LIÈGE

à l'occasion de son Centenaire

1947

GEORGES THONE, ÉDITEUR, LIÈGE