

Le graissage en régime hydrodynamique

PREMIERE PARTIE

BLOCHET ET PALIER DE BUTÉE

La présente étude a été mise au point, sous l'égide de la Société Belge des Mécaniciens, par un Comité Scientifique composé comme suit :

Président : M. F. FRENAY, Directeur à la S. A. John Cockerill;

Rapporteur : M. Ch. HANOCQ, Professeur à l'Université de Liège;

Membres : MM. P. DELGUSTE, Ingénieur-Chef de service aux Ateliers de Constructions Electriques de Charleroi;

D. DE MEULEMEESTER, Professeur à l'Université de Gand;

M. VIGNERY, Ingénieur en chef-adjoint à la Société d'Electricité et de Mécanique;

Secrétaire : M. H. DEBY, Directeur de la S. B. M.

INTRODUCTION

Avant d'entamer l'étude du graissage et de définir ce qu'il faut entendre par graissage en régime hydrodynamique, nous croyons utile de rappeler, de façon précise, ce qu'on entend par coefficient de frottement.

Frottement immédiat ou frottement sec.

Lorsque deux corps, reposant l'un sur l'autre par l'intermédiaire de surfaces parfaitement planes et normalement dressées, supportent un effort normal N , le déplacement de l'un des corps par rapport à l'autre, exige l'application d'un effort tangentiel dont la valeur F est une fonction de l'effort normal N .

On appelle coefficient de frottement f la valeur du rapport :

$$f = \frac{F}{N} \quad (1)$$

Lorsque les surfaces en contact sont absolument sèches, on dit que l'on a affaire au frottement immédiat ou frottement sec.

On peut dire, en première approximation, que le coefficient de frottement immédiat, entre des surfaces d'étendue σ , est indépendant de la pression spécifique $p = N/\sigma$ qui s'exerce entre les surfaces.

Ce coefficient de frottement serait aussi indépendant de la vitesse de translation mais cette

conclusion ne peut être admise que pour des valeurs très faibles de la vitesse V , inférieures, pour fixer les idées, à 1 m/sec.

Des recherches plus poussées ont fait ressortir que si l'on porte $1/p$ en abscisse, on obtient, suivant la nature des matériaux en jeu, des diagrammes de f présentant un minimum et qu'au delà d'une certaine valeur de $1/p$ (correspondant à p de l'ordre de 10 kg/cm²), la valeur du coefficient de frottement, sans rester constante et indépendante de p , grandit toutefois très lentement avec le facteur $1/p$.

Le diagramme de la fig. 1 donne les résultats obtenus par Rennie et Deeley pour le frottement de l'acier sur la fonte.

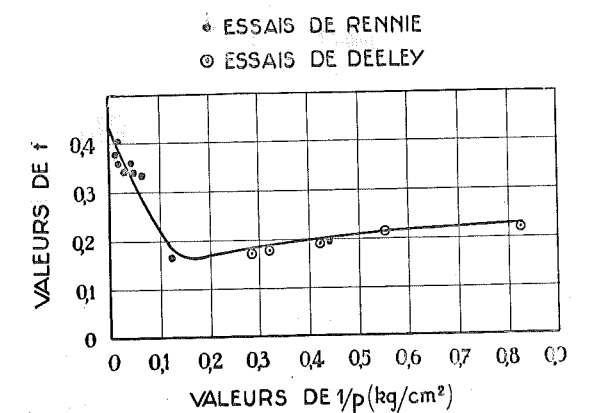


Fig. 1.

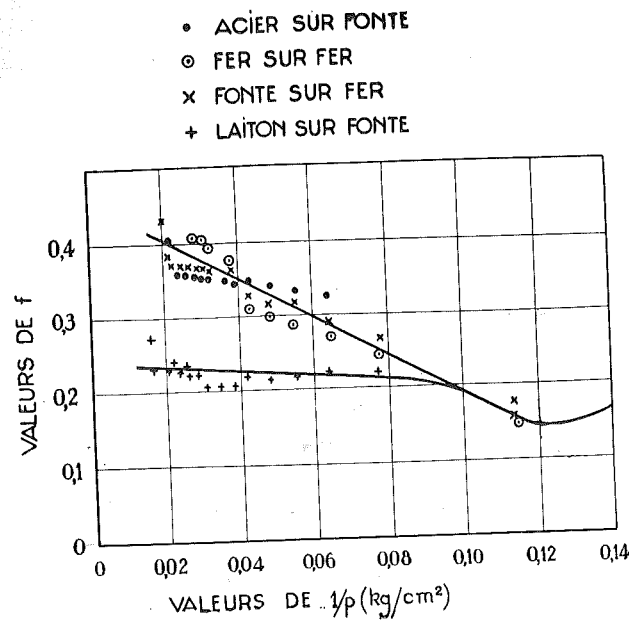


Fig. 2.

En figure 2, nous avons porté les résultats des essais de Rennie pour différents couples de matériaux; au delà de $1/p = 0,1$, les courbes sont sensiblement les mêmes pour tous les matériaux en présence. Au contraire, pour les pressions supérieures à 10 kg/cm^2 , la nature des matériaux intervient. Alors que l'on peut tracer une seule courbe pour :

acier sur fonte,
 fer sur fer,
 fer sur fonte,

la courbe est très sensiblement plus basse pour le cas correspondant au laiton sur fonte.

Toutes ces expériences supposent des vitesses faibles, de l'ordre de 1 m/sec et en dessous. Lorsque les vitesses sont élevées, le coefficient de frottement f tombe rapidement avec la vitesse. La courbe fig. 3 donne les résultats obtenus avec des sabots de freins en fonte frottant sur des bandages en acier; on voit que f diminue très rapidement avec la vitesse et passe de $0,35$ à $0,05$ quand V passe de 1 m/sec à 25 m/sec .

Nous ne nous attarderons pas à examiner plus à fond cette question du frottement immédiat qui ne trouve évidemment pas son application dans le problème que nous voulons traiter ici. La seule chose que nous voulions faire ressortir, dès maintenant, c'est que le coefficient de frottement immédiat ne pourrait être étudié d'une façon scientifique sans faire intervenir la notion d'état des surfaces, puisque l'on observe qu'à partir d'un certain degré de poli, les attrac-

tions moléculaires entrent en jeu pour modifier les conditions de sollicitation et accroître considérablement l'effort tangentiel F .

Frottement médiat.

Nous ne pourrions pas davantage aborder ici le frottement médiat, celui que l'on observe lorsque, entre les surfaces envisagées, est introduite une couche, si mince soit-elle, d'un liquide visqueux que l'on désigne sous le nom de lubrifiant.

On conçoit que, dans ce dernier cas, le phénomène qui accompagne le glissement d'une surface par rapport à l'autre devienne beaucoup plus complexe puisque, à l'influence de la nature des matériaux en présence vient s'ajouter la nature physique et chimique du lubrifiant, et que l'influence des autres facteurs (pression spécifique et vitesse relative) subsiste dans une mesure moindre sans doute, mais non négligeable.

A l'heure actuelle les études systématiques du frottement médiat ne sont pas nombreuses et il n'est pas possible de formuler les lois de variation de f en fonction de p et de V , de la nature du lubrifiant et des matériaux en présence, sauf peut-être quand il s'agit de vitesses très faibles de moins de 1 m/sec , pour fixer les idées.

Nous reviendrons sur cette question lorsque, poursuivant l'étude que nous nous sommes assignée, nous en arriverons à examiner après le cas des paliers, celui des buselures oscillantes.

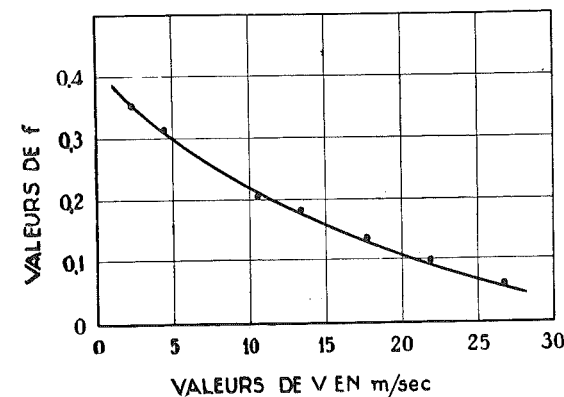


Fig. 3.

Dans ces dernières, en effet, il ne peut être question de graissage en régime hydrodynamique et nous nous efforcerons d'approfondir, pour ce cas particulier, le phénomène du graissage et les lois de variation du coefficient de frottement.

Étude du blochet et du palier de butée

Définition du régime hydrodynamique. —

Il convient tout d'abord, au début de ce chapitre, de définir ce qu'il faut entendre par graissage en régime hydrodynamique. Nous dirons que c'est celui qui se réalise quand, par suite des dispositions prises dans la position relative des surfaces, la couche d'huile se maintient en équilibre entre celles-ci sous une épaisseur suffisante (quelques centièmes de millimètre) pour que la nature des matériaux en présence et l'état superficiel des surfaces n'interviennent pas. Tout le phénomène du graissage est ramené alors au phénomène de l'écoulement laminaire du lubrifiant entre les surfaces.

Quelle est la condition à remplir pour qu'il en soit ainsi ?

La condition suffisante, c'est que les surfaces en présence soient inclinées, l'une par rapport à l'autre, d'un certain angle, très faible d'ailleurs, de l'ordre de $5'$, pour fixer les idées, et que le fluide employé comme lubrifiant soit suffisamment visqueux et adhère parfaitement à la paroi solide.

1. — Examen du phénomène au point de vue physique.

Pour comprendre le phénomène, nous étudierons les conditions d'équilibre (fig. 4) d'un blochet articulé autour d'un point O_1 situé à l'arrière de l'axe de symétrie d'une quantité δ , pressé avec un effort P sur un plateau dont la

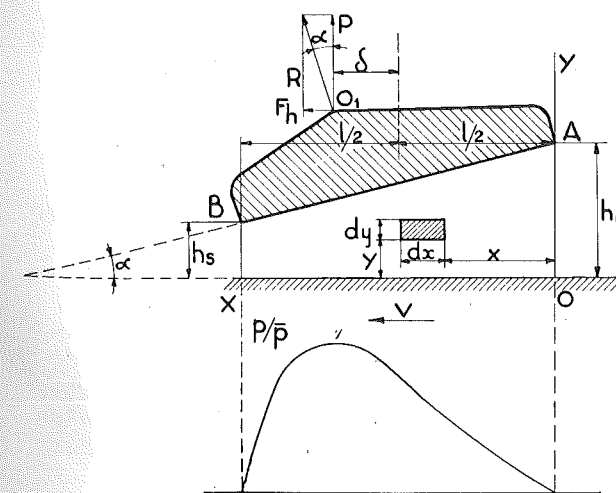


Fig. 4.

vitesse tangentielle est constante et égale à V . Lorsque le plateau supposé couvert d'une certaine couche de lubrifiant se déplace devant le blochet fixe, le fluide par suite de l'adhérence à la paroi mobile, est entraîné entre les surfaces. Comme nous supposons ici que les surfaces se prolongent en profondeur, indéfiniment, tout le fluide entraîné dans la section d'entrée, ne pouvant s'écouler en quantité appréciable latéralement, doit nécessairement prendre une vitesse moyenne croissante. Pour que ce phénomène d'accroissement de vitesse moyenne soit possible, il faut qu'un certain reflux se présente à l'entrée et que, par suite d'une sorte d'obturation résultant de celui-ci, la pression puisse croître. La mise en charge préalable du fluide par le jeu des forces d'adhérence et de viscosité se produit jusqu'à un certain point situé quelque peu au delà du point d'appui. À partir de ce point, la détente commence, communiquant au fluide entraîné une vitesse moyenne de plus en plus grande.

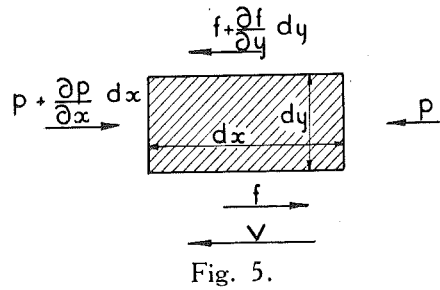
Ainsi il se forme un véritable « coin » d'huile en équilibre sous le blochet, au sein duquel les pressions peuvent atteindre plusieurs centaines de kg/cm^2 .

Cette explication physique du phénomène de graissage, pour satisfaisante qu'elle soit, ne pourrait dispenser d'une étude mathématique qui mette non seulement en évidence le bien fondé des considérations ci-dessus, mais qui établisse la distribution des pressions sur l'étendue du blochet, les variations de vitesse dans l'épaisseur de la couche d'huile et finalement la valeur de f , le coefficient de frottement en fonction des éléments variables : vitesse, pression et viscosité.

2. — Mise en équation du phénomène.

Considérons, sous le blochet, un élément délimité par des plans verticaux d'abscisse x et $x + dx$ et deux plans horizontaux d'ordonnée y et $y + dy$ (fig. 4).

L'élément ainsi délimité dans la masse en mouvement est soumis à l'action de diverses forces : la pesanteur, l'action des pressions de part et d'autre des surfaces x et $x + dx$, l'action des forces de viscosité qui agissent dans les plans parallèles de niveau y et $y + dy$; ces dernières résultent du glissement d'une couche d'épaisseur dy sur les couches immédiatement voisines (fig. 5).



Pour mettre en équation, il suffit d'exprimer que le système des forces appliquées à l'élément est en équilibre, compte tenu de la force d'inertie résultant de ce que l'élément envisagé est soumis à un mouvement varié. Il est toutefois facile de se rendre compte par quelques calculs approchés que la pesanteur et la force d'inertie résultant de l'accélération suivant l'axe des x , sont totalement négligeables vis-à-vis des forces de viscosité qui entrent en jeu. Dès lors, il suffit d'écrire, en considérant une tranche ayant une unité de profondeur, qu'il y a égalité entre les forces s'exerçant de part et d'autre de l'élément sur l'épaisseur dx et les forces de viscosité appliquées sur les faces inférieures et supérieures de l'élément :

$$dy \left[p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \right] = dx \left[f - \left(f + \frac{\partial f}{\partial y} dy \right) \right] \quad (2)$$

d'où l'on tire :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial y} \quad (3)$$

Comme la pression le long de la verticale ne varie pas, nous pouvons ajouter la relation :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

ce qui autorise à remplacer la dérivée partielle

$$\frac{\partial p}{\partial x} \text{ par la dérivée totale } \frac{dp}{dx}$$

La force f dont il est question dans cette relation, c'est la force déduite de la relation Newton-Navier :

$$f = \mu \frac{dw}{dy} \quad (4)$$

dans laquelle, μ désigne le coefficient de viscosité absolue du lubrifiant, $\frac{dw}{dy}$ le gradient de vitesse suivant la normale à la couche de fluide envisagée.

La relation ci-dessus déduite des conditions d'équilibre de l'élément devient donc :

$$\frac{dp}{dx} = \mu \frac{d^2 w}{dy^2} \quad (5)$$

de laquelle on peut tirer très simplement, en tenant compte des conditions aux limites $w = 0$ pour $y = h$, et $w = V$ pour $y = 0$:

$$w = \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{dp}{dx} (y-h) y - V \frac{y-h}{h} \quad (6)$$

Dans cette équation, V désigne la vitesse de déplacement de la surface d'appui qui constitue le plateau de butée, h l'épaisseur de la couche d'huile en un point d'abscisse x .

En exprimant que tout le fluide qui entre sous le blochet sur une profondeur égale à l'unité, doit passer par la sortie rétrécie de hauteur h , sur la même profondeur, ce qui revient à admettre que les fuites latérales sont nulles, ou encore que le débit est constant en un point quelconque d'une tranche ayant l'unité comme profondeur, on arrive à la relation :

$$Q = \int_0^h w dy = \text{constante} \quad (7)$$

En remplaçant w par sa valeur (6) ci-dessus, et en intégrant, on arrive assez facilement à la relation :

$$\frac{dp}{dx} = 6 \mu V \frac{h-H}{h^3} \quad (8)$$

équation fondamentale dans laquelle H désigne la valeur particulière de h dans la section correspondant à la pression maximum. Cette relation n'a été obtenue qu'en supposant μ constant, ce qui n'est évidemment qu'une approximation puisque la chaleur produite par le frottement a pour effet d'accroître la température du lubrifiant depuis son entrée jusqu'à sa sortie et que μ varie très rapidement avec la température. La valeur de μ qui entre dans cette équation est donc celle de la viscosité du lubrifiant à la température moyenne qui règne sous le blochet. En régime, on peut admettre que cette température moyen-

ne diffère peu de la température de l'huile dans le palier.

Remarque. — Si la surface du blochet était maintenue parallèle à la surface du plateau de butée, h serait constamment égal à H , et dès lors on pourrait déduire de la formule (8)

$$\frac{dp}{dx} = 0 \text{ et partant } p = \text{constante.}$$

Comme p est égal à la pression atmosphérique à l'entrée, cela revient à dire que la pression p est constamment égale à la pression atmosphérique; en d'autres termes que le blochet, dans

$$\int_0^p dp = p = 6 \mu V \frac{1}{h_s^2} \left[\int_0^x \frac{dx}{\left(1 + \frac{l-x}{L}\right)^2} - \frac{H}{h_s} \int_0^x \frac{dx}{\left(1 + \frac{l-x}{L}\right)^3} \right] \quad (11)$$

la position parallèle au plateau, ne peut théoriquement supporter aucune charge.

Bien qu'une telle conclusion ne soit pas tout-à-fait conforme à ce que l'on observe dans la pratique, c'est un fait qu'entre plateau et blochet parallèles, il n'est possible de réaliser que des pressions de faible importance comparées à celles de 200 à 300 kg/cm² possibles avec le blochet articulé : en d'autres termes, le régime hydrodynamique ne peut exister entre surfaces parallèles.

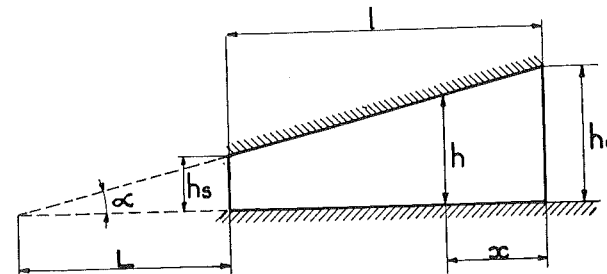


Fig. 6.

3. — Répartition des pressions.

Il est possible de connaître la répartition des pressions sous le blochet dès que l'on se fixe la loi qui lie h à x .

Pour un blochet plan comme celui que l'on réalise dans la pratique, on peut poser avec les notations de la fig. 6 :

$$\frac{h}{h_s} = \frac{L + (l-x)}{L} = 1 + \frac{l-x}{L} \quad (10)$$

et noter qu'entre L et h_s s'établit la relation simple :

$$\text{tg } \alpha = \frac{h_s}{L}$$

En supposant μ constant, on peut intégrer (8) :

Désignant par p_m la pression moyenne définie par la relation :

$$p_m = \frac{P}{l \times 1}$$

(P représentant la charge par unité de largeur), nous pourrions diviser le premier membre par p_m le second membre par P/l et obtenir, après intégration du second membre, la valeur du rapport de la pression p à la pression moyenne p_m .

L'élimination de H/h_s devra toutefois être faite et il suffira pour cela de remarquer que, pour $x = l$, $p = 0$. On trouve alors :

$$\frac{H}{h_s} = 2 \frac{L+l}{2L+l} \quad (12)$$

En substituant cette valeur dans l'équation (11) intégrée, on obtiendra, toutes réductions faites :

$$\frac{p}{p_m} = 6 \mu \frac{V}{P} \left(\frac{l}{h_s} \right)^2 \cdot \frac{\frac{x}{l} \left(1 - \frac{x}{l} \right)}{\left(2 \frac{L}{l} + 1 \right) \left(1 + \frac{l}{L} - \frac{x}{l} \cdot \frac{l}{L} \right)^2} \quad (13)$$

Pour obtenir l'abscisse x_1 pour laquelle p passe par un maximum, il suffit d'égaliser à 0

On pourra éliminer H/h en vertu des relations (10) et (12) et obtenir :

$$\frac{w}{V} = 3 \left[1 - \frac{2 \left(\frac{L}{l} + 1 \right)}{2 \frac{L}{l} + 1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{l}{L} \left(1 - \frac{x}{l} \right)} \right] \left(\frac{y}{h} - 1 \right) \frac{y}{h} - \left(\frac{y}{h} - 1 \right) \quad (16)$$

la dérivée dp/dx , on trouvera ainsi :

$$\frac{x_1}{l} = \frac{\frac{L}{l} + 1}{2 \frac{L}{l} + 1}$$

Ainsi w varie suivant y , dans chacune des sections et les figures 7 et 8 donnent :

- pour la section d'entrée,
- pour la section moyenne,
- pour la section de sortie,

les diagrammes de w pour deux valeurs du rapport l/L .

$$l/L = 2 \text{ et } l/L = 10.$$

L'allure des courbes, quand on porte le rapport w/V suivant les ordonnées y/h , ne dépend que de l/L et de x/l (fig. 7 et 8).

Pour la section qui correspond au maximum de la pression pour laquelle $h = H$, la loi est linéaire (1).

On peut montrer qu'il existe une relation entre $\mu V/P \cdot (l/h_s^2)$ et L/l si bien que, compte tenu de celle-ci, p/p_m apparaît comme une fonction de x/l et de L/l ; il suffit pour cela de déterminer P en écrivant :

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

En effectuant l'intégration, on obtient :

$$\frac{P}{\mu V} \left(\frac{h_s}{l} \right)^2 = 6 \left[\ln \left(1 + \frac{l}{L} \right) - \frac{2}{2 \frac{L}{l} + 1} \right] \left(\frac{L}{l} \right)^2 \quad (14)$$

et par combinaison avec l'équation (13)

$$\frac{p}{p_m} = \frac{\frac{x}{l} \left(1 - \frac{x}{l} \right)}{\left[\left(2 \frac{L}{l} + 1 \right) \ln \left(1 + \frac{l}{L} \right) - 2 \right] \left[1 + \frac{L}{l} - \frac{x}{l} \right]^2} \quad (15)$$

Les figures 7 et 8 donnent les courbes de p/p_m pour les valeurs de $l/L = 2$ et 10.

On voit, en examinant ces diagrammes que les vitesses sont négatives à l'entrée sur une partie de la hauteur : une partie du flux entraîné

(1) Il suffit, pour s'en rendre compte simplement, de se reporter à l'équation ci-dessus donnant w , équation dans laquelle le premier terme du second membre devient nul pour $h = H$.

4. — Répartition des vitesses et calcul du débit d'huile.

En remplaçant (dp/dx) par sa valeur (8) dans la relation (6) donnant la valeur de w , on obtient :

$$w = 3 V \frac{h-H}{h^3} (y-h) y - V \frac{y-h}{h}$$

ou

$$\frac{w}{V} = 3 \left(1 - \frac{H}{h} \right) \left(\frac{y}{h} - 1 \right) \frac{y}{h} - \left(\frac{y}{h} - 1 \right)$$

fait retour sur lui-même rendant possible, par l'effet de la viscosité, l'accroissement de la pression depuis l'entrée jusqu'à la section pour laquelle

soit.

$$Q = \frac{VH}{2}$$

La valeur de H est donnée par la relation (12) dès que l'on connaît L/l et h_s/l .

On trouve ainsi, pour le débit total, b étant la largeur du blochet :

$$Q_t = V (b \times l) \cdot \frac{h}{l} \cdot \frac{\frac{L}{l} + 1}{2 \frac{L}{l} + 1} \quad (17)$$

Remarque. — On observera, en passant, que la surface de tous les diagrammes de w en fonction de y est la même quand on fait intervenir, avec le signe moins, les surfaces correspondant aux ordonnées négatives : c'est que ces surfaces ne représentent pas autre chose, en vertu de la relation (7), que le débit lui-même.

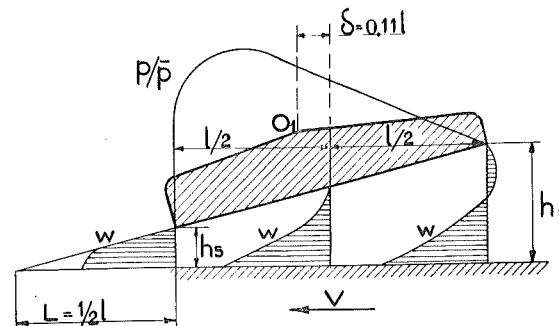


Fig. 7. (*)

la vitesse de chacun des éléments pris dans une tranche est positive. A partir de cette section, la détente va rendre possible l'accroissement des vitesses qui permettra d'assurer, malgré le rétrécissement de la sortie, la continuité du débit.

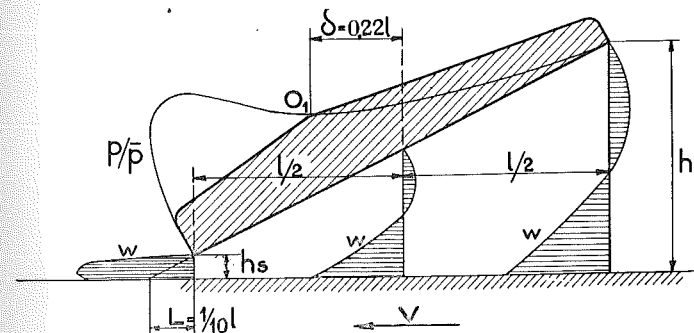


Fig. 8. (*)

Débit d'huile. — Le débit, qui est ici constant pour chacune des sections, peut se calculer simplement pour la section correspondant à $h = H$ puisque pour cette section

$$w = -V \frac{y-h}{h}$$

En introduisant cette valeur dans la relation (7), nous trouvons par unité de largeur :

$$Q = \int_0^H w dy = V \int_0^H \left(1 - \frac{y}{H} \right) dy$$

$$Q = V \left[y - \frac{y^2}{2H} \right]_0^H$$

(*) Dans les figures 7 et 8, la notation \bar{p} remplace p_m .

5. — Valeur du coefficient de frottement f .

Le coefficient de frottement est défini par la relation :

$$f = \frac{F}{P}$$

F étant la force tangentielle appliquée au plateau par l'action de la viscosité. Nous avons vu que la force par unité de surface pouvait s'exprimer (relation 4) par :

$$\mu \frac{dw}{dy}$$

En faisant l'intégration le long de la surface du plateau, nous obtenons la valeur F :

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

En dérivant w tiré de la relation (6) et y faisant $y = 0$, on obtiendra, compte tenu de la valeur dp/dx fournie par l'équation (8) :

$$F = -\mu V \int_0^l \frac{4h-3H}{h^2} dx \quad (18)$$

En effectuant l'intégration, et en prenant la valeur absolue de cette expression on obtient :

$$f = \frac{F}{P} = \frac{\mu V}{P} \left(\frac{l}{h_s}\right) \left(\frac{L}{l}\right) \left[4 l_n \left(1 + \frac{l}{L}\right) - \frac{6}{2 \frac{L}{l} + 1} \right] \quad (19)$$

Remarque. — Si au lieu de faire l'intégration de F en adoptant les valeurs de dw/dy le long du plateau, on opérerait en prenant les valeurs de dw/dy le long du blochet, on obtiendrait la valeur de l'effort tangentiel que nous représenterons par F_B :

$$F_B = \int_0^l \mu \left(\frac{dw}{dx}\right)_h dx = \mu V \int_0^l \frac{2h-3H}{h^2} dx \quad (20)$$

On trouve ainsi, en prenant la valeur absolue de F_B :

$$f_b = \frac{F_B}{P} = \left(\frac{\mu V}{P}\right) \left(\frac{l}{h_s}\right) \left(\frac{L}{l}\right) \left[-2 l_n \left(1 + \frac{l}{L}\right) + \frac{6}{2 \frac{L}{l} + 1} \right] \quad (21)$$

Lorsque l'on effectue la différence entre f et f_b , on trouve :

$$f - f_b = 6 \frac{\mu V}{P} \left(\frac{l}{h_s}\right) \left(\frac{L}{l}\right) \left[l_n \left(1 + \frac{l}{L}\right) - \frac{2}{2 \frac{L}{l} + 1} \right] \quad (22)$$

Or, en vertu de la relation (14), le second membre est égal à h_s/L ; ce qui revient à dire :

$$f - f_b = tg \alpha \quad (23)$$

Il est possible de se rendre compte de la signification de cette relation; si, en effet, nous remar-

$$\frac{\delta}{l} = -\frac{l}{2} + \left(\frac{L}{l}\right)^2 \frac{(1 + \frac{l}{L})(3 + \frac{l}{L}) l_n(1 + \frac{l}{L}) - 3 \frac{l}{L} - \frac{5}{2} (\frac{l}{L})^2}{(2 \frac{L}{l} + 1) l_n(1 + \frac{l}{L}) - 2} \quad (24)$$

quons que l'action des pressions sur le blochet ne peut être que normale, la résultante R fait avec la verticale un angle α (fig. 4) et l'on peut poser :

$$F_h = P tg \alpha$$

F_h étant la composante horizontale de R , l'égalité entre l'action tangentielle du fluide sur le

plateau porteur et l'action du fluide sur le blochet, doit donc se traduire par la relation :

$$F = F_B + F_h$$

ce qui revient à :

$$f = f_b + tg \alpha$$

(F_B est orienté tangentiellement au blochet, mais $F_B \cos \alpha$ se confond rigoureusement avec F_B , l'angle α n'étant que de quelques minutes).

6. — Point d'application de la résultante des pressions. — Notions de similitude.

Supposons que la résultante des pressions s'exerçant sur le blochet passe par le point O_1

(fig. 7) distant de δ de l'axe du blochet.

On pourra écrire la relation des moments :

$$P \left(\frac{l}{2} + \delta\right) = \int_0^l p x dx$$

et en utilisant l'expression de p donnée par la formule (11), on trouvera finalement :

On voit ainsi que le point d'application de la résultante, caractérisé par le rapport δ/l ne dépend que du rapport l/L . D'autre part, nous avons vu par les relations (15) et (16) que l'allure des courbes de p/p_m et de w/V donnant, d'une part, la répartition des pressions et, d'au-

tre part, la variation des vitesses, est connue dès que l'on se fixe le rapport l/L .

Pour ce qui concerne la valeur du coefficient de frottement f , on peut, en combinant les relations (19) et (14), établir la formule :

$$f = A \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (25)$$

avec

$$A = \frac{4 l_n \left(1 + \frac{l}{L}\right) - \frac{6}{2 \frac{L}{l} + 1}}{2,45 \sqrt{l_n \left(1 + \frac{l}{L}\right) - \frac{2}{2 \frac{L}{l} + 1}}} \quad (26)$$

Ici encore, le coefficient A est fonction exclusivement de l/L . D'autre part, de la relation (14), nous tirons également la valeur de l'épaisseur minimum du film :

$$\frac{h_s}{l} = C \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (27)$$

avec

$$C = 2,45 \frac{L}{l} \sqrt{l_n \left(1 + \frac{l}{L}\right) - \frac{2}{2 \frac{L}{l} + 1}} \quad (28)$$

fonction uniquement de l/L .

De cette valeur de h_s/l , nous pouvons, au surplus, évaluer la tangente de l'angle d'inclinaison du blochet :

$$\begin{aligned} tg \alpha &= \frac{h_s}{L} = \frac{h_s}{l} \cdot \frac{l}{L} \\ &= C \frac{l}{L} \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \end{aligned}$$

ou

$$tg \alpha = B \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (29)$$

avec

$$B = C \cdot \frac{l}{L} \quad (30)$$

encore fonction uniquement de l/L .

Ainsi, dès que l'on se fixe l/L , non seulement la répartition des pressions et la distribution des vitesses dans les différentes sections sont fixées, mais le point d'application de la résultante des pressions et les coefficients A , B et C qui caractérisent le coefficient de frottement, l'épaisseur relative minimum du film et l'inclinaison du blochet sont également déterminés.

La figure 9 donne les courbes de δ/l , A , B et C en fonction du rapport l/L . On voit que A passe par un minimum pour $l/L \cong 2$, tandis que C passe par un maximum pour $l/L \cong 1,5$.

Il est logique de se demander comment il serait possible de réaliser constamment la valeur de l/L qui conduit au minimum de A . Nous avons vu, par l'équation (24) que δ/l était fonction uniquement de l/L . Or, nous pouvons affirmer que la résultante des pressions devra nécessairement passer par le point d'appui du blochet quel que soit le régime de marche du blochet. Partant, pour un tel blochet, δ/l sera constant, ce qui implique l/L invariable pour tous les régimes de fonctionnement. Il en sera de même des coefficients A , B et C . Il suffira donc de choisir, pour ce blochet, l'emplacement de l'articulation tel que $\delta/l = 0,11$ pour avoir le minimum de A .

Comme h_s/l joue un rôle important et qu'il y a lieu de le rendre le plus grand possible sans compromettre la valeur du coefficient f , nous voyons qu'en choisissant $\delta/l = 0,10$, nous aurons à peu près le maximum pour C , sans que la valeur de A diffère beaucoup de sa valeur minimum. C'est donc pratiquement avec $\delta/l = 0,10$ que l'on devra établir les blochets articulés pour avoir les conditions de fonctionnement les plus favorables.

Si les conditions de service d'un tel blochet se modifient par suite de la variation de la vitesse tangentielle ou de la charge, par exemple, les films successifs qui se formeront pour chacun

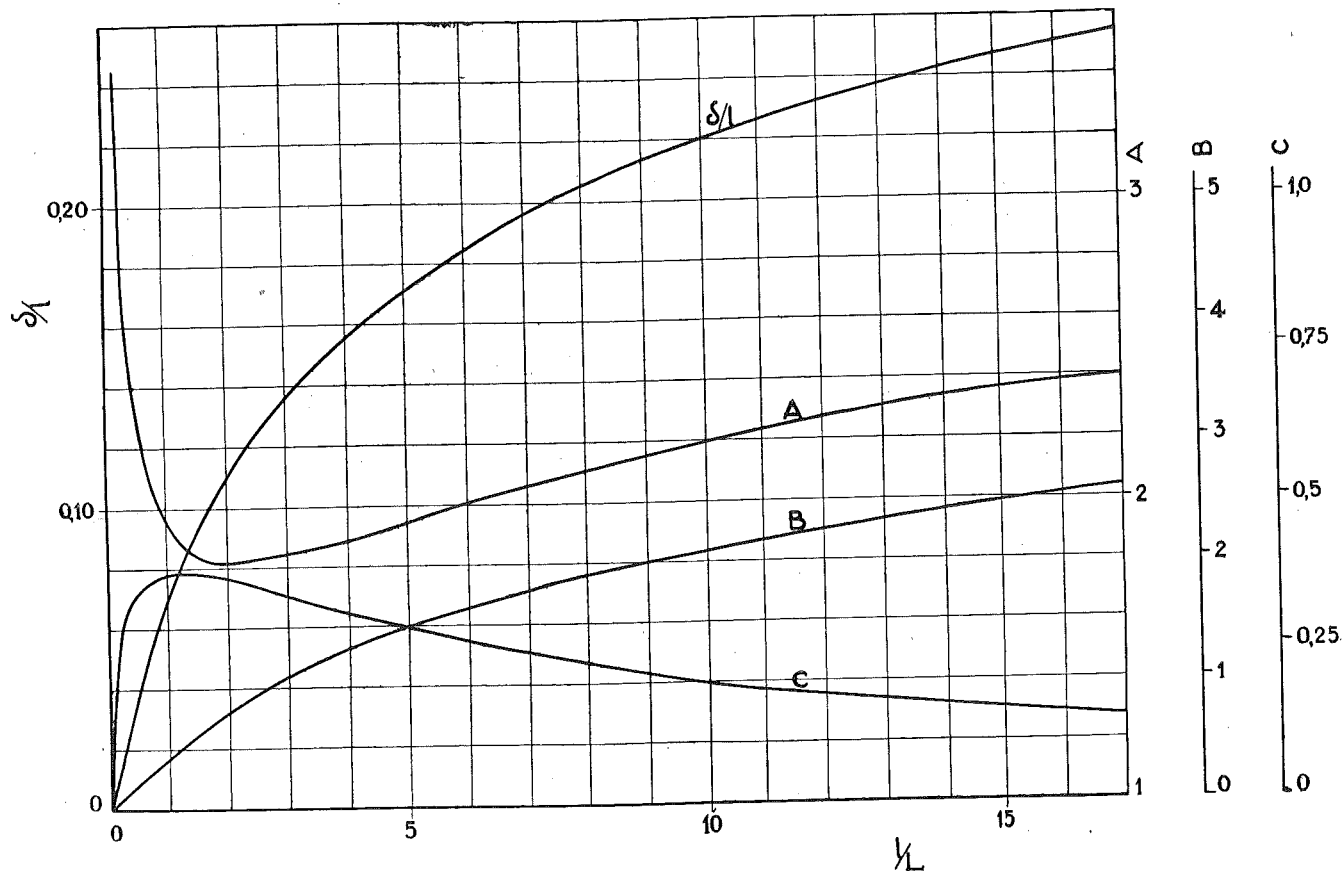


Fig. 9.

des régimes garderont la même valeur de l/L ; ils ne seront toutefois pas géométriquement semblables. Pour que les films soient géométriquement semblables, il faut, en effet, non seulement que l/L soit constant mais encore que la condition $h_s/l = \text{constante}$ soit satisfaite. Or, l'équation (27) nous montre que ceci exige la constance de $\mu V/P$ et, dans ce cas, mais dans ce cas seulement, les valeurs de f et de $tg\alpha$ restent les mêmes.

Nous pouvons donc en conclure que, pour réaliser des films géométriquement semblables les conditions de sollicitation doivent être telles que $\mu V/P$ soit constant car, dans ce cas, non seulement la répartition des pressions et la variation des vitesses sont les mêmes dans des sections homologues, mais le coefficient de frottement restera le même.

Le diagramme de la fig. 9 facilite la solution de tous les problèmes concernant les blochets.

Nous avons porté, figure 10, pour deux valeurs de $\delta/l = 0,11$ et $0,22$, les diagrammes de f_b et de f en fonction de $\mu V/P$. Les valeurs de l/L correspondant à δ/l ont été indiqués comme constantes :

$$l/L = 2 \text{ et } l/L = 10.$$

Lorsque l'on a affaire à un blochet non articulé, les courbes données par la figure 9 permettent de connaître les valeurs de A, B, C en fonction de l/L .

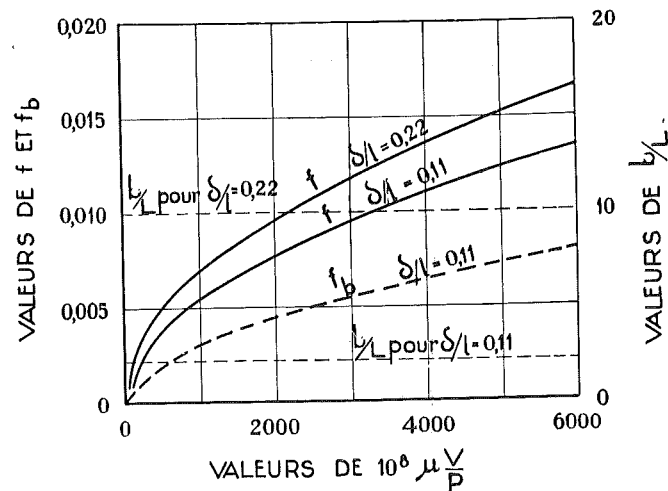


Fig. 10.

7. — Influence de la largeur du blochet et du poli des surfaces. Valeur de $\mu V/P$ minimum.

Tout ce que nous venons d'établir a été fait dans l'hypothèse d'un blochet de largeur infinie, pour lequel l'écoulement latéral du lubrifiant est nul.

Dans la réalité, la largeur b du blochet dépasse rarement la longueur l , c'est-à-dire que :

$$b/l = 1$$

ou très voisin de l'unité.

On est donc très loin de l'hypothèse admise à la base qui implique un écoulement par filets parallèles sans dispersion latérale.

Une étude mathématique basée sur l'hypothèse d'un blochet de largeur finie, peut être établie; celle-ci montre que l'accroissement du coefficient de frottement f et la diminution du rapport h_s/l est fonction de b/l .

Nous nous contenterons de dire à ce sujet que pour des valeurs de b/l égales ou supérieures à l'unité, les valeurs de f sont plus élevées tandis que les valeurs de h_s/l sont plus faibles que celles calculées.

Nous préférons toutefois, en raison notamment des résultats expérimentaux obtenus sur les paliers porteurs qui montrent que le coefficient de frottement est très voisin de celui calculé dans l'hypothèse d'une largeur infinie, tant que le rapport de la largeur au diamètre ne tombe pas en dessous de 0,8, nous borner à majorer par mesure de sécurité de 20 % la valeur de f calculée dans l'hypothèse du blochet de largeur infinie, et cela tant que :

$$b/l \cong 1.$$

La théorie que nous venons d'exposer ne fait apparaître aucune discontinuité dans la courbe de f . Or, dans la pratique, on observe que, à partir d'une certaine valeur de $\mu V/P$, la courbe parabolique fixant la valeur de f cesse d'être vraie; le coefficient de frottement grandit rapidement suivant une tout autre loi.

La connaissance de la valeur critique à partir de laquelle la loi théorique cesse d'être exacte a, en le conçoit, une très grande importance, et nous montrerons dans la deuxième partie comment cette valeur a été fixée pour des blochets et pour des coussinets partiels articulés.

Il semble bien que, pour le blochet articulé, dans les conditions les plus favorables, on puisse descendre à :

$$10^8 \frac{\mu V}{P} = 5$$

ma's que, dans des conditions moins favorables et avec un fini de surface moins parfait, il faille s'en tenir à une valeur plus élevée, par exemple :

$$10^8 \frac{\mu V}{P} = 25.$$

Nous reviendrons sur cette question ultérieurement lorsque nous exposerons l'étude expérimentale des paliers; en passant, nous pourrions nous demander à quelle valeur de h_s/l correspond cette valeur de $\mu V/P$ pour $\delta/l = 0,1$ qui est la valeur la plus favorable. Le calcul donne :

$$\frac{h_s}{l} = 0,4 \sqrt{\frac{\mu V}{P}}$$

soit lorsque la valeur de $l = 50$ mm, valeur trouvée dans l'exemple que nous traiterons plus loin :

$$h_s = 0,01 \text{ mm}$$

en chiffres ronds.

8. — Principe de réalisation des paliers de butée modernes.

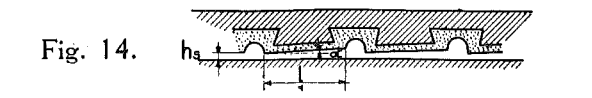
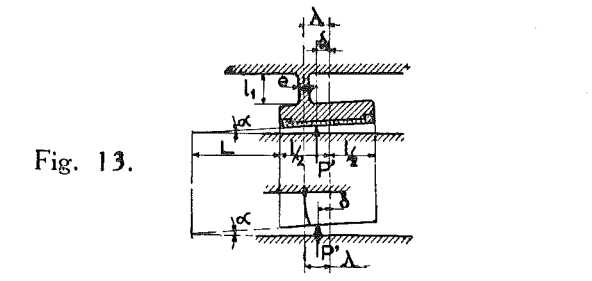
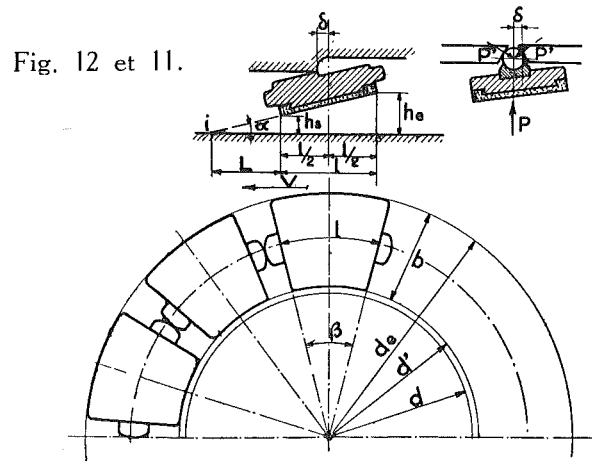
Le problème fondamental dans la construction du palier de butée à blochets orientables est celui de la réalisation mathématique de la mise à niveau de tous les blochets. Dans les premiers systèmes, on avait recours à l'automatisme pour amener simultanément la valeur de h_s à être mathématiquement la même pour tous les blochets : toute différence, en effet, de l'ordre du centième de mm représente une différence relative telle que la pression peut dépasser rapidement, pour certains blochets, de 15 à 20 % la valeur moyenne, entraînant ainsi un déplacement de la résultante totale qui ne coïncide plus avec l'axe de rotation du plateau de butée.

On peut arriver à cette automatisme de différentes manières. Une disposition adoptée pour des paliers soumis à des efforts P pas trop considérables, est représentée fig. 11. Les blochets s'appuient sur des billes, par l'intermédiaire d'une chappe très dure et ces billes elles-mêmes s'appuient sur les faces opposées de secteurs pouvant coulisser dans une rainure circulaire en queue d'aronde, autour de l'axe de l'arbre.

Lorsque l'un des blochets est plus haut que les autres, il tend à supporter un effort P plus grand et, partant, les réactions latérales P' , qui lui font équilibre, sont plus faibles puisque ces réactions proviennent de l'action d'une charge plus faible appliquée aux autres blochets : de ce

fait, il y aura enfoncement du blochet considéré, déterminant automatiquement le relèvement de tous les autres.

Pour les charges plus élevées, les billes peuvent être remplacées par des galets coniques s'appuyant sur des chappes appropriées, d'une part, et, d'autre part, sur les faces des secteurs voisins convenablement engendrées pour maintenir l'horizontalité de la génératrice supérieure du gallet, quel que soit le degré d'enfoncement de celui-ci entre les secteurs.



La feuille SBM 1101 indique le moyen de calculer les dimensions de la lame de façon à obtenir des conditions de fonctionnement voisines des conditions optima.

Un autre mode de construction plus simple mais qui demande un travail d'ajustage très soigné, consiste à réaliser sur le plateau porteur exécuté d'une seule pièce, des rainures radiales équidistantes, puis, partant du bord arrière de ces rainures, à gratter le métal blanc dont le plateau est recouvert, de façon à déterminer des surfaces planes inclinées d'un angle α de quelques minutes sur l'horizontale (fig. 14).

La difficulté dans ce mode de réalisation provient de ce que toutes les arêtes de sortie doivent rester strictement au même niveau sous peine de ne pas avoir les mêmes épaisseurs de film à la sortie pour toutes les parties et, partant, de ne pas avoir la même pression moyenne.

Pour rendre cette exécution pratiquement possible, il convient de ne pas choisir des angles α trop faibles, de façon que les erreurs relatives dans un travail soigné restent peu importantes.

La feuille SBM 1101 expose le calcul de f et de h_s/l pour un angle α choisi arbitrairement, mais suffisamment faible pour ne pas trop s'écarter de la valeur optimum.

9. — Exemples d'application.

Nous avons résumé dans le document SBM 1101, les formules et diagrammes tirés de la théorie, ainsi que la méthode de calcul proposée pour chacun des trois types :

- I palier à blochets articulés;
- II palier à blochets flexibles;
- III palier à blochets fixes;

en traitant pour chacun d'eux un exemple numérique.

Pour mieux faire ressortir les caractéristiques de chacun des trois systèmes, nous nous sommes imposé les mêmes données.

Nous nous bornerons à montrer dans ce paragraphe, comment le palier étant calculé pour la plus grande charge, il est possible de déterminer, pour les charges plus faibles, les valeurs de δ/l , f , h_s et enfin PfV .

Blochets articulés. — Pour le blochet articulé, le fait que la résultante passe toujours par le point d'articulation, conduit nécessairement à

$$\delta/l = \text{constante}$$

et partant à A, B, C constants.

Les diagrammes donnant f et h_s/l sont donc des droites en fonction de $\sqrt{\frac{\mu V}{P}}$. La fig. 15 donne les résultats du calcul.

La valeur de PfV varie donc comme :

$$10 b A P \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \times V$$

puisque'il y a 10 blochets de largeur b , c'est-à-dire comme $\mu^{1/2} V^{3/2} P^{1/2}$.

Blochets flexibles. — Les valeurs de l_1 et e ayant été fixées par le calcul, pour la charge maximum, on pourra utiliser la relation

$$B \sqrt{\frac{\mu V}{P}} = 2 \frac{R}{E} \frac{l_1}{e} \quad (31)$$

(voir page 3 de la feuille SBM 1101)

combinée à la relation d'équarissage

$$\frac{P'(\lambda - \delta)}{R} = \frac{e^2 b}{6} \quad (32)$$

pour en déduire, avec $b = l$

$$B = 12 \frac{l_1}{e^3} \frac{P' \left(\frac{\lambda}{l} - \frac{\delta}{l} \right)}{E} : \sqrt{\frac{\mu V}{P}} \quad (33)$$

Il suffira donc, pour trouver la nouvelle valeur de δ/l correspondant à la nouvelle valeur de P_t , partant de P et P' ,

$$P' = \frac{P_t}{10} \quad P = \frac{P_t}{10} \times \frac{l}{b} \quad (10 \text{ blochets})$$

de tracer (fig. 16) la droite représentée par l'équation (33) en fonction de δ/l et de prendre

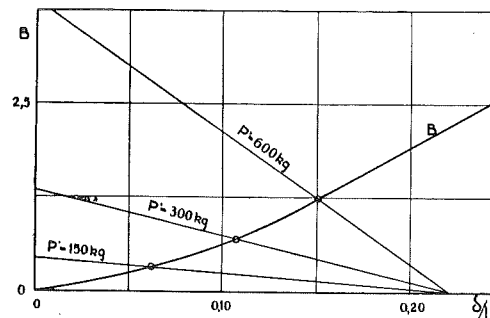


Fig. 16.

le point d'intersection de cette droite avec la courbe répondant à l'équation (34).

$$B = 20,7 \left(\frac{\delta}{l} \right)^{3/2} \quad (34)$$

Cette valeur B se confond, en effet, suffisamment avec la valeur strictement théorique, dans les limites d'application, pour δ/l allant jusqu'à 0,25. On peut s'en rendre compte, en traçant la courbe de B calculée en utilisant les relations établies par la théorie,

$$(24), (28) \text{ et } (30)$$

qui donnent δ/l et B en fonction de l/L .

Connaissant la valeur de δ/l correspondant à l'abscisse du point d'intersection, pour la nouvelle valeur de P, nous pourrions déduire A et C des diagrammes de la figure 9 et calculer les valeurs de f et h_s/l correspondantes.

La figure 15 donne en trait fin, les valeurs de f et de h_s/l calculées pour le palier à blochets

flexibles en fonction de $\sqrt{\frac{\mu V}{P}}$,

μ et V, étant supposés constants et P variable.

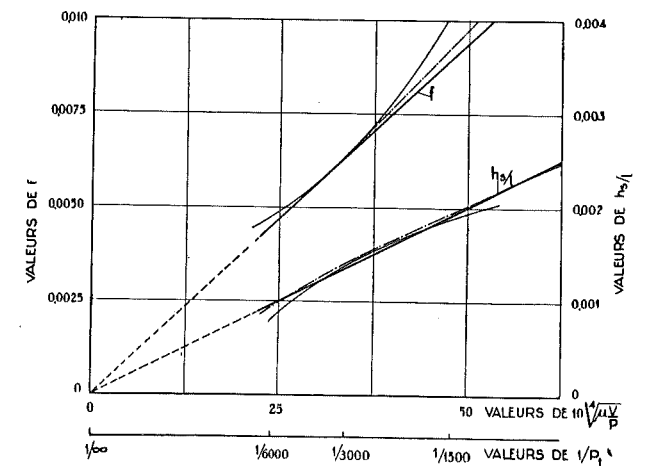


Fig. 15.

La comparaison peut ainsi être faite directement avec le palier à blochets articulés.

Blochets à inclinaison fixe. — La tangente est ici constante, et partant la valeur de B peut être déduite de la relation

$$B = \frac{\text{tg } \alpha}{10^4 \sqrt{\frac{\mu V}{P}}}$$

$$P \text{ étant égal à } \frac{P_t}{10 \times b}$$

Connaissant la nouvelle valeur de B, il suffira de se reporter aux diagrammes de la figure 9 pour trouver la nouvelle valeur de l/L et partant celles de

$$A \text{ et } C \\ f \text{ et } h_s/l$$

La figure 15 donne en trait mixte les résultats du calcul.

Remarque : Pour réduire la dépense occasionnée par le grattage, il arrive que l'on réduise la portée inclinée à une faible partie de la longueur du blochet. Cette pratique n'est pas à conseiller : il vaut mieux limiter à la moitié la surface des blochets et faire alors porter le grattage sur les trois quarts, par exemple, de la largeur restante.

10. — Conclusions.

De l'exposé qui vient d'être fait, il résulte qu'il est possible de réaliser, à l'heure actuelle, des paliers de butée à blochets articulés ou non, qui conduisent à des valeurs de f de l'ordre de 0,003 à 0,005

pour des charges spécifiques qui atteignent 65 kg/cm².

Il est possible, en utilisant des huiles dont la viscosité est encore plus faible, de descendre à

des valeurs de $\frac{\mu V}{P}$ plus voisines de la valeur

critique, afin de réaliser des coefficients de frottement de l'ordre de :

$$0,001 \text{ à } 0,0015$$

mais il convient de s'assurer que, même en cas d'élévation de température de l'huile, l'abaissement de viscosité qui en serait la conséquence ne pourrait faire tomber l'épaisseur de la couche d'huile à l'arrière, à une valeur inférieure à 1/100 de mm, pour fixer les idées.

Lorsque le blochet est articulé et que δ/l est pris égal à 0,1, valeur la plus favorable, nous avons calculé page 11, pour un blochet de 50 mm, que cela revenait à dire :

$$10^8 \frac{\mu V}{P} \approx 25$$

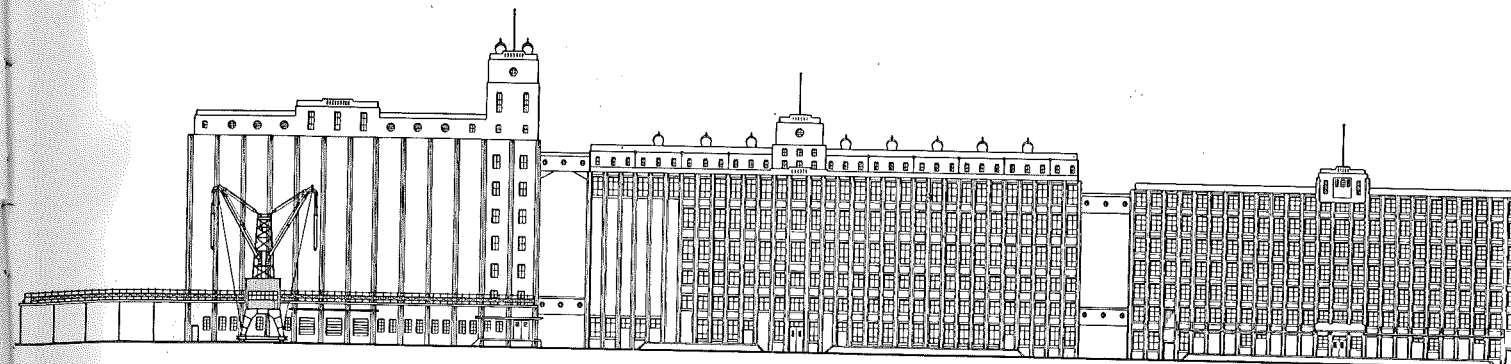
Mais dans le cas de blochets flexibles, il convient de s'assurer de la valeur de δ/l pour la charge normale. Si, en effet, δ/l prenait la valeur 0,25, par exemple, avec le même blochet présentant toujours la même longueur l de 50 mm, on ne réaliserait $h_s = 1/100$ de mm, qu'en adoptant :

$$10^8 \frac{\mu V}{P} \approx 180$$

Les valeurs de $\frac{\mu V}{P}$, qui correspondent aux

butées calculées à la feuille SBM 1101, sont de l'ordre de 550. Elles sont donc, dans tous les cas, très éloignées de ce minimum : 550 n'en est pas moins la valeur adoptée par la plupart des constructeurs.

Nous reviendrons sur cette question à l'occasion de l'étude des coussinets partiels que nous traitons dans la deuxième partie de cette étude.



Construction de machines et installation complète de meuneries - Silos - Installations de manutention - Machines pour aliments composés

S. A. ATELIERS DE CONSTRUCTIONS

LM S

Anciennement :
Ateliers L. Michel-Simonis

JUPILLE-LIEGE
Adresse télégr. : Sinmichel