

Écrasement d'un film liquide entre deux plans parallèles : adhérence ou glissement aux parois ?

MARIE-HÉLÈNE MEURISSE^a, MICHEL QUERRY ET JEANNE MALAFOSSE

Université de Lyon, CNRS, Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures, UMR 5259, 69621 Villeurbanne, France

Reçu le 27 octobre 2008, accepté le 12 mai 2009

Résumé – La condition de non-glissement aux parois constitue une condition aux limites satisfaisante dans la plupart des modèles théoriques de mécanique des fluides et en théorie de la lubrification. Néanmoins la mise en évidence expérimentale de glissement aux parois a conduit à remettre cette hypothèse en question de plus en plus fréquemment lors de la dernière décennie. Des travaux théoriques prospectifs visent actuellement à optimiser la portance et minimiser le frottement en jouant sur des alternances de zones de glissement et de non-glissement. Le glissement aux parois est fréquemment introduit dans les modèles théoriques au travers de la condition de Navier, qui stipule que la vitesse de glissement est proportionnelle au taux de cisaillement pariétal, le facteur de proportionnalité étant nommé longueur de glissement. Les longueurs de glissement signalées dans la littérature vont de l'échelle moléculaire lors d'expériences de physique réalisées dans des conditions microgéométriques et physicochimiques très contrôlées, jusqu'à l'ordre de grandeur de l'épaisseur de l'écoulement dans des essais de type mécanique des fluides ou lubrification. L'étude présentée consiste à solliciter en écrasement un film d'eau entre les plateaux circulaires d'un rhéomètre plan/plan à déformation imposée et à mesurer la force de réaction normale du film. Les résultats expérimentaux tendent à remettre en question la condition de non glissement dans les contacts conformes sollicités en écrasement, et par conséquent également les prévisions théoriques de coefficients d'amortissement dans les mécanismes lubrifiés fonctionnant en régime hydrodynamique. Les longueurs de glissement apparent obtenues dépassent largement l'ordre de grandeur de l'épaisseur de film.

Mots clés : Glissement aux parois / écrasement / longueur de glissement / hydrodynamique / expérimental

Abstract – **Squeezing of a liquid film between two parallel plates: adherence or wall slip?** The wall no-slip condition constitutes a satisfactory boundary condition for most of fluid mechanics models and in theory of lubrication. Nevertheless the experimental description of wall slip has resulted in more and more frequent discussion of this assumption over the last decade. Prospective theoretical work currently aims at optimizing the bearing pressure and at minimizing friction by considering alternations of slip zones and no-slip zones. The wall slip is frequently introduced into the theoretical models through the Navier condition, which stipulates that the slip speed is proportional to the parietal shear rate, the factor of proportionality being named slip length. The slip lengths announced in the literature go from molecular scales when physics experiments are carried out under very controlled microgeometrical and physico-chemical conditions, towards the order of magnitude of flow thickness in tests of fluid mechanics or lubrication types. The presented study consists in squeezing a liquid film between the circular plates of a plane/plane rheometer with imposed deformation and in measuring the normal force reaction of the film. Even if the literature offers several works devoted to the slip effect during squeeze flow, it is, to our knowledge, only for non conformal contacts. The presentation of our experimental results tends to differ with the no-slip condition in the conformal contacts subjected to squeezing, and as a consequence also the theoretical prediction of damping coefficients in lubricated mechanisms operating under hydrodynamic regime.

Key words: Wall slip / squeeze film / slip length / hydrodynamics / experimental

^a Auteur pour correspondance : marie-helene.meurisse@insa-lyon.fr

1 Introduction

La condition de non-glissement aux parois constitue une condition aux limites satisfaisante dans la plupart des modèles théoriques de mécanique des fluides et en théorie de la lubrification. Néanmoins la mise en évidence expérimentale de glissement aux parois a conduit à remettre cette hypothèse en question de plus en plus fréquemment lors de la dernière décennie. À l'interface entre un écoulement fluide et un milieu poreux saturé par exemple, on considère généralement des conditions de glissement. Le modèle de glissement pariétal proposé par Beavers et Joseph [1] pour les milieux poreux stipule que le saut de vitesse dans le fluide au niveau de l'interface est proportionnel à la contrainte de cisaillement. D'autre part, le glissement entre fluide et paroi solide non poreuse a fréquemment été étudié dans des conditions expérimentales très contrôlées, au plan microgéométrique et au plan de la physicochimie des surfaces [2–4]. Les simulations de dynamique moléculaire témoignent également de l'occurrence de glissement à l'échelle nanométrique [6]. À plus grandes échelles, le glissement a été signalé dans la littérature lors d'expériences de mécanique des fluides [7], ou dans des contacts lubrifiés fonctionnant en régime élastohydrodynamique sévère [8], ou même dans des contacts lubrifiés très peu chargés [9] ainsi que dans les films lubrifiants fractionnés en ponts liquides [9]. Dans les simulations théoriques, le glissement pariétal est fréquemment pris en compte au travers de la condition limite dite de Navier, qui prend la même forme que la condition de Beavers et Joseph pour les milieux poreux, et qui suppose que la vitesse de glissement est proportionnelle à la contrainte de cisaillement pariétale, éventuellement au-delà d'une contrainte seuil [11]. D'ailleurs, il a été montré dans [12] que, au sens de la mécanique des milieux continus, un glissement pariétal apparent satisfaisant le modèle de Navier équivaut à du non-glissement à l'échelle moléculaire lorsque le fluide présente une très forte chute de viscosité au voisinage de la paroi.

Le travail présenté ici s'inscrit dans une démarche générale d'étude des films lubrifiants fractionnés, qui consiste à solliciter des ponts liquides, en cisaillement ou en écrasement [9, 12]. Dans ce contexte, un intérêt particulier est porté aux films d'eau, dont la tension de surface élevée tend à favoriser le fractionnement. Comme étape préalable à l'étude du comportement de ponts d'eau sollicités en écrasement entre deux plans parallèles, problème complexe dans lequel interviennent des effets de mouillabilité dynamique, ce travail s'est focalisé sur la réponse d'un film complet à une sollicitation de type écrasement entre deux disques parallèles, matérialisés par les outils plan/plan d'un rhéomètre à déformation imposée.

L'évolution de la force normale exercée par le fluide sur les outils du rhéomètre s'est avérée être en désaccord avec la théorie hydrodynamique classique. Nous montrons dans cet article que l'écart entre théorie et expérience est tel, qu'il ne peut être expliqué par des défauts géométriques des éprouvettes solides. Le glissement du fluide à la paroi

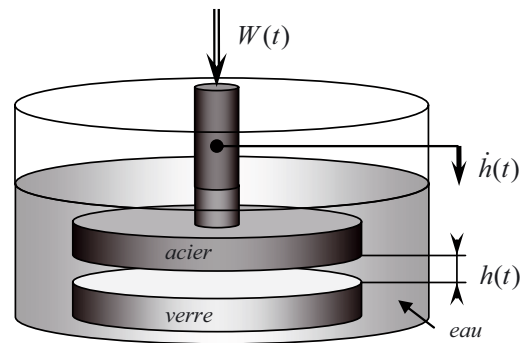


Fig. 1. Schéma du dispositif expérimental.

est suspecté d'être la cause d'une diminution très importante de la résistance du fluide à l'écrasement. En nous appuyant sur un modèle théorique du type équation de Reynolds modifiée par la prise en compte de conditions de glissement de Navier, nous montrons la cohérence entre l'hypothèse de glissement pariétal et les constatations expérimentales.

2 Écrasement d'un film entre disques parallèles

2.1 Dispositif et procédures d'essais

Le dispositif d'essais est un rhéomètre à déformation imposée, qui permet de solliciter les échantillons en rotation ou en écrasement, et qui fournit non seulement une mesure de couple, mais également une mesure de l'effort normal, avec une sensibilité de 2 mN. Le disque supérieur est l'un des outils de grand diamètre ($2R = 50$ mm) livrés avec le rhéomètre, en acier inoxydable ; l'outil inférieur a été remplacé par un disque en verre, collé sur un support qui permet la fixation sur la partie basse du rhéomètre. Le contact est immergé dans un récipient transparent, ce qui permet, par visualisation des surfaces avant les essais au travers de la surface inférieure, de détecter l'éventuelle présence de bulles qui sont alors chassées.

La procédure d'essais est la suivante : après avoir réglé l'entrefer $h = 0$ en mettant les deux surfaces solides en contact à sec, les surfaces sont éloignées l'une de l'autre, le contact est ensuite immergé, puis l'entrefer initial $h(0)$, dont l'ordre de grandeur est le millimètre est réalisé. Le film liquide est alors sollicité en écrasement entre le disque inférieur, immobile, et le disque supérieur animé d'une vitesse de translation $\dot{h}(t)$, pendant une durée telle que l'entrefer final soit d'un ordre de grandeur d'une dizaine de micromètres. Lors des expériences reportées dans cet article le rhéomètre était piloté en mode dit Hencky, c'est-à-dire à taux d'écrasement $\dot{h}(t)/h(t)$ constant, ce qui induit une vitesse radiale moyenne constante au cours du temps.

Du fait du contexte de ce travail, un intérêt particulier est porté au comportement des films d'eau, et les résultats présentés dans cet article concernent uniquement l'eau déminéralisée.

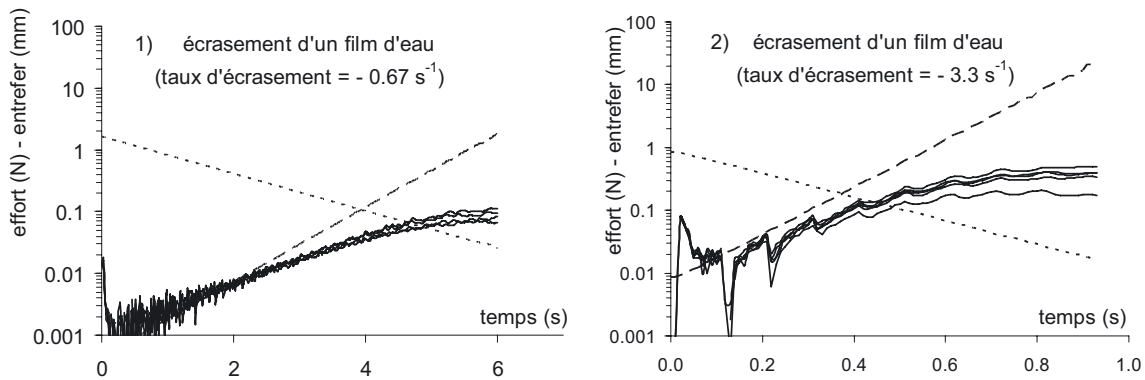


Fig. 2. Effort normal et entrefer en fonction du temps, — effort mesuré, -- effort théorique (hypothèse de non-glissement), entrefer.

2.2 Modèle théorique usuel

L'équation de Reynolds usuelle, dont la validité dans ces conditions de sollicitation est assurée (si l'hypothèse d'adhérence du fluide aux parois solides est respectée!) puisque $(h(t)/R)^2 \ll 1$, s'écrit en coordonnées cylindriques, et en conditions de symétrie axiale (fluide newtonien de viscosité μ , incompressible) :

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \right) = \frac{\partial h}{\partial t} \\ p(R) = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial r}(0) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

où la pression p dépend de la position radiale r et du temps t . La résolution analytique de l'équation (1) en supposant les deux disques parfaitement plans et parallèles, permet de calculer p , dont l'intégrale sur la surface de contact donne la portance hydrodynamique $W(t)$, c'est-à-dire la force normale exercée par le fluide sur la paroi solide, et mesurée par le rhéomètre, avec :

$$W(t) = -\frac{3\pi}{2} \mu R^4 \frac{\dot{h}(t)}{h^3(t)} \quad (2)$$

Ainsi, selon la théorie classique de la lubrification, l'écrasement d'un film à taux d'écrasement \dot{h}/h constant devrait conduire à une force normale proportionnelle à h^{-2} , et la représentation en échelles logarithmiques de la variation de la force normale avec l'entrefer au cours d'un essai, à une droite de pente -2 , telles les droites théoriques en traits discontinus sur la figure 5.

2.3 Désaccord théorie-expérience

La figure 2 donne les variations, en fonction du temps, de la force normale mesurée pour deux taux d'écrasement différents, ainsi que la droite théorique issue de l'hypothèse classique d'adhérence aux parois. Les expériences ont été répétées 4 à 5 fois dans des conditions cinématiques identiques. Dans la phase initiale, la mesure

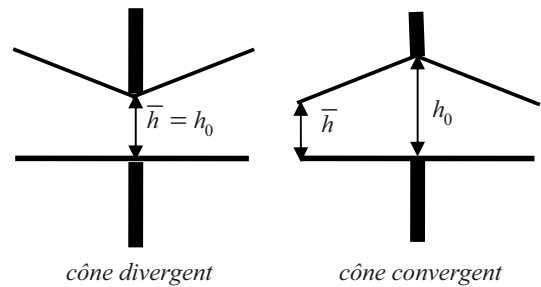


Fig. 3. Entrefer conique.

présente de fortes oscillations autour de la valeur hydrodynamique théorique. Dans cette zone, la force hydrodynamique est très faible, et donc susceptible d'être très significativement perturbée par des effets parasites (effets d'inertie, poussée d'Archimède...). On note par contre que la force mesurée devient ensuite plus régulière, et s'écarte nettement de la valeur attendue pour les plus faibles entrefers, le rapport entre les deux étant de plus d'un ordre de grandeur en fin d'essai.

Les défauts géométriques des surfaces peuvent également être incriminés pour expliquer le désaccord théorie-expérience. La portance hydrodynamique théorique a ainsi été reformulée, pour tenir compte soit d'un défaut de mésalignement des deux disques, soit d'un défaut de conicité de l'entrefer. L'étude analytique des variations de la portance dues à un défaut de mésalignement montre qu'elles sont du deuxième ordre par rapport au mésalignement, l'augmentation de pression sur une moitié du contact étant compensée au premier ordre par la diminution de pression sur l'autre moitié. Quant aux effets de la conicité, ils ont été quantifiés en considérant une distribution d'épaisseur de film de la forme :

$$h(r, t) = h_0(t) (1 + \beta r/R) \quad (3)$$

$h_0(t)$ désigne l'épaisseur du film dans l'axe du montage (cf. Fig. 3); le coefficient β est positif pour un cône divergent, et négatif pour un cône convergent.

L'entrefer est défini expérimentalement à partir des déplacements axiaux de l'équipage supérieur, par rapport à la position où les deux éprouvettes solides sont

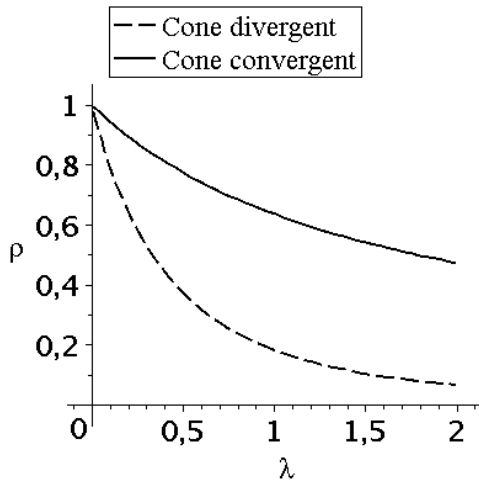


Fig. 4. Portance hydrodynamique sans dimension en fonction de la conicité.

en contact, au centre pour un cône divergent, ou sur la périphérie pour un cône convergent. C'est pourquoi, en cas de conicité, le problème plan expérimentalement équivalent correspond à un entrefer homogène \bar{h} , donné par :

$$\begin{cases} \bar{h}(t) = h_0(t) & \text{si } \beta > 0 \\ \bar{h}(t) = h_0(t)(1 + \beta) & \text{si } \beta < 0 \end{cases} \quad (4)$$

Soit $\rho = W(t)/\bar{W}(t)$ le rapport entre les forces hydrodynamiques théoriques en conditions d'adhérence aux parois (données par l'expression (2)), associées respectivement à une distribution conique d'épaisseur de film, et à $\bar{h}(t)$. La figure 4 représente les variations de ρ en fonction du rapport λ entre la hauteur du cône et l'épaisseur minimale ($\lambda = \beta$ si $\beta > 0$, $\lambda = -\beta/(1 + \beta)$ si $\beta < 0$). On note que la conicité tend toujours, quel que soit son signe, à réduire la portance hydrodynamique mesurable par le rhéomètre. D'autre part, pour expliquer par les défauts géométriques un rapport entre la force mesurée et la portance hydrodynamique théorique inférieur à 0,05 en fin d'essai (cf. Fig. 2), il faudrait que la valeur de λ soit supérieure à 2,5 ; or les analyses métrologiques des composants du montage utilisé indiquent qu'une valeur réaliste de λ ne pourrait être supérieure à 1. Ainsi, nous avons conclu que le désaccord entre théorie hydrodynamique et expérience ne peut être intégralement imputé aux défauts géométriques des surfaces.

3 Hypothèse de glissement pariétal

Le glissement du fluide sur les parois solides est susceptible, en favorisant le débit radial, de diminuer la résistance du film à l'écrasement, et donc la force normale mesurée. C'est pourquoi nous interprétons dans cette section les résultats expérimentaux au travers d'un modèle de lubrification fluide comprenant des conditions limites de glissement aux parois.

3.1 Équations de Reynolds avec glissement pariétal

On suppose que le glissement aux parois satisfait la loi de Navier (sans seuil de contrainte), qui stipule que la vitesse de glissement est proportionnelle à la contrainte de cisaillement. On suppose également que les surfaces sont planes et perpendiculaires à l'axe du rhéomètre. En notant (r, θ, z) le système de coordonnées cylindriques lié à la surface inférieure, $u(r, z)$ la vitesse radiale du fluide, et α_1 et α_2 les coefficients de glissement respectifs de la surface inférieure et de la surface supérieure, les conditions de Navier s'écrivent :

$$\begin{cases} u(r, 0) = \alpha_1 \mu \frac{\partial u}{\partial z}(r, 0) \\ u(r, h) = -\alpha_2 \mu \frac{\partial u}{\partial z}(r, h) \end{cases} \quad (5)$$

Compte tenu de l'équation des films minces :

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (6)$$

et des conditions aux limites (5), on obtient par intégration selon z , l'expression du champ de vitesses :

$$u(r, z) = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \left[z^2 - h \frac{(z + \alpha_1 \mu)(h + 2\alpha_2 \mu)}{h + \alpha_1 \mu + \alpha_2 \mu} \right] \quad (7)$$

L'équation de conservation de la masse pour un fluide incompressible est ensuite moyennée dans l'épaisseur de film, ce qui s'écrit, compte tenu de l'hypothèse d'axi-symétrie, d'entrefer uniforme, et des vitesses normales des disques (respectivement 0 et $\frac{\partial h}{\partial t}$) :

$$\int_0^h \frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} dz + \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^h (ru) dz + \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad (8)$$

On obtient ainsi, compte tenu de (7), l'équation de Reynolds modifiée :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{r}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \left(-\frac{h^3}{3} + \frac{h^2}{2} \frac{(h + 2\alpha_1 \mu)(h + 2\alpha_2 \mu)}{h + \alpha_1 \mu + \alpha_2 \mu} \right) \right\} = \frac{\partial h}{\partial t} \quad (9)$$

Étant donné le caractère exploratoire de cet article, il est illusoire de tenter d'étudier finement le glissement sur deux parois distinctes. C'est pourquoi nous nous intéressons uniquement à deux situations de référence : glissement sur l'une ou l'autre des parois et adhérence sur la contreface, ou glissement symétrique des deux côtés.

Dans le cas de glissement symétrique, c'est-à-dire si $\alpha_1 \mu = \alpha_2 \mu = l$, l'équation (9) devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{r h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \left(1 + 6 \frac{l}{h} \right) \right\} = \frac{\partial h}{\partial t} \quad (10)$$

et la portance du film s'écrit :

$$W_{\text{sym}}(t) = -\frac{3\pi}{2} \mu R^4 \frac{\dot{h}(t)}{h^3(t) \left(1 + 6 \frac{l}{h(t)} \right)} \quad (11)$$

Dans le cas de glissement sur une seule des parois (par exemple $\alpha_1\mu = l$ et $\alpha_2 = 0$), l'équation (9) s'écrit :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{rh^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \left(1 + 6 \frac{l}{h+l} \right) \right\} = \frac{\partial h}{\partial t} \quad (12)$$

et la portance du film devient :

$$W_{\text{asym}}(t) = -\frac{3\pi}{2} \mu R^4 \frac{\dot{h}(t)}{h^3(t) \left(1 + 6 \frac{l}{h(t)+l} \right)} \quad (13)$$

Dans le cas où le glissement est quasi parfait, avec un écoulement « bouchon » entre les surfaces, c'est-à-dire lorsque la longueur de glissement est grande devant l'épaisseur de film ($l \gg h/6$), on obtient les approximations suivantes :

$$W_{\text{sym}}(t) \underset{l \gg h}{\approx} -\frac{3\pi}{12} \mu R^4 \frac{\dot{h}(t)}{lh^2(t)} \quad (14)$$

$$W_{\text{asym}}(t) \underset{l \gg h}{\approx} -\frac{3\pi}{14} \mu R^4 \frac{\dot{h}(t)}{h^3(t)} \quad (15)$$

On note en particulier, que lorsque le fluide glisse sur une seule des deux parois, le rapport entre la force normale théorique avec glissement (14) et la force normale théorique sans glissement (2) est au maximum de 7. Par contre si le fluide glisse sur les deux parois (15), ce rapport n'est plus borné, et augmente indéfiniment avec la longueur de glissement. Le glissement sur une seule des deux parois ne peut donc seul expliquer le désaccord entre théorie et expérience, qui correspond à des rapports entre théorie et mesures nettement supérieurs à 7 en fin d'essai.

3.2 Longueurs de glissement apparentes

La figure 5 donne les variations de la force normale en fonction de la distance entre les plateaux, dans les conditions d'écrasement de la figure 2, c'est-à-dire les deux valeurs extrêmes de taux d'écrasement testés. Le temps augmente de la droite vers la gauche des graphes, et la phase initiale des essais, qui correspond aux grands entrefers a été occultée. On constate que pour les valeurs d'entrefer h supérieures à 0,1 mm, la force mesurée est sensiblement proportionnelle à h^{-2} , ce qui d'après (14) témoignerait de l'existence d'un glissement sur les deux parois. Lorsque l'entrefer est inférieur à 0,05 mm, la force mesurée devient constante, ce qui pourrait indiquer (cf. (14)) que la longueur de glissement soit alors proportionnelle au taux de cisaillement pariétal nominal (c'est-à-dire supposant le non-glissement à la paroi) à la périphérie du contact, noté $\dot{\gamma}$. En effet :

$$\dot{\gamma} = -3R \frac{\dot{h}}{h^2} \quad (16)$$

D'autre part, les longueurs de glissement apparent (moyennes sur plusieurs essais), obtenues à partir de l'équation (11) en identifiant la force mesurée et la force calculée à partir du modèle de Reynolds dans le cas de

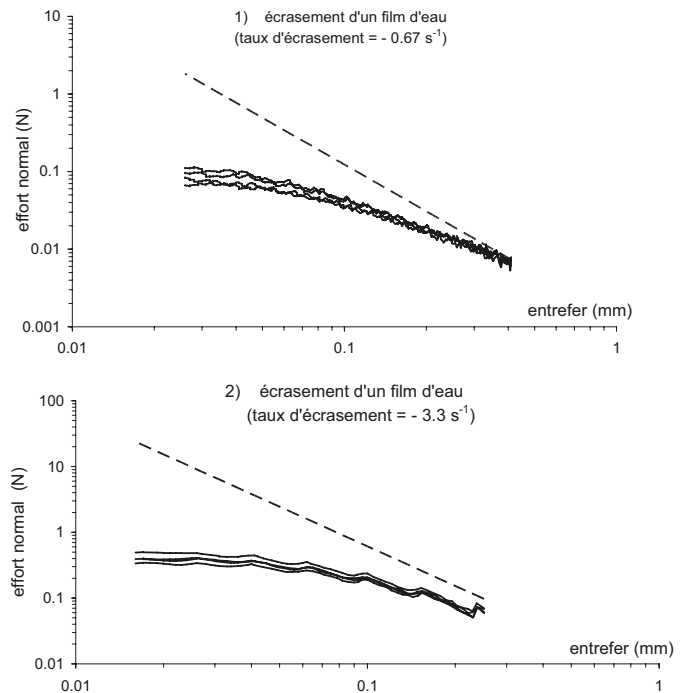


Fig. 5. Effort normal (W) en fonction de l'entrefer (h), — effort mesuré, - - - effort théorique (hypothèse de non-glissement).

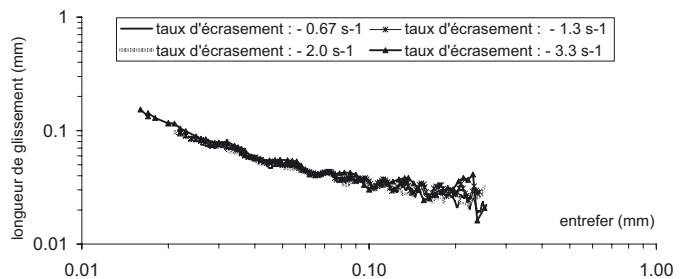


Fig. 6. Longueur de glissement (l) en fonction de l'entrefer (h).

glissement symétrique, sont reportées sur la figure 6. On constate d'une part la superposition des courbes correspondant à quatre taux d'écrasement différents. D'autre part, l'ordre de grandeur des longueurs de glissement obtenues varie d'environ 10 % de l'épaisseur de film pour les plus grandes valeurs d'entrefer, jusqu'à plus de 5 fois l'épaisseur de film pour les plus faibles valeurs de celui-ci. Notons enfin que les taux de cisaillement pariétaux sur la périphérie des disques (calculés dans des conditions d'adhérence fluide-paroi) sont de 500 s^{-1} environ pour $h = 0,1 \text{ mm}$ et $\dot{h}/h = -0,67 \text{ s}^{-1}$, et de 12000 s^{-1} environ pour $h = 0,02 \text{ mm}$ et $\dot{h}/h = -3,3 \text{ s}^{-1}$.

Quelques expériences complémentaires, consistant à écraser un film d'huile de viscosité élevée (0,1 Pa.s) indiqueraient également un glissement pariétal, la valeur plafond de la force normale étant atteinte beaucoup plus rapidement que pour l'eau.

4 Conclusion et perspectives

Ce travail tend à montrer que le glissement du fluide à la paroi influence de façon très significative les efforts mesurés lors de sollicitations en écrasement de contacts lubrifiés conformes, même dans des conditions de contrôle très sommaire des paramètres physicochimiques des surfaces. Les longueurs de glissement estimées dépassent très largement l'épaisseur des films d'eau dans le domaine des faibles épaisseurs (quelques dizaines de micromètres). Les développements en cours sont consacrés à l'étude de films d'huile de différentes viscosités.

Il conviendrait également, pour étayer les interprétations proposées ici, d'étudier l'influence de différents matériaux et microgéométries de surfaces sur les longueurs de glissement.

Notons enfin, que si un tel glissement se produit effectivement dans les mécanismes lubrifiés soumis à une cinématique d'écrasement, il sera nécessaire d'en tenir compte pour évaluer les caractéristiques d'amortissement des films lubrifiants.

Références

- [1] G.S. Beavers, D.D. Joseph, Boundary conditions at a naturally permeable wall, *J. Fluid Mechanics* 30 (1967) 197–206
- [2] V.S.J. Craig, C. Neto, D.R.M. Williams, Shear-Dependent boundary slip in an aqueous Newtonian liquid, *Phys. Rev. Lett.* 87 (1999) 4671–4674
- [3] R. Pit, H. Hervet, L. Léger, Friction and slip of a simple liquid at a solid surface, *Tribology Lett.* 7 (1999) 147–152
- [4] Y. Zhu, S. Granick, Limits of the hydrodynamic no-slip boundary condition, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 106102–1–106102–4
- [5] J.L. Barrat, L. Bocquet, Large slip effect at a nonwetting fluid-solid interface, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 4671–4674
- [6] A. Jabbarzadeh, J.D. Atkinson, R.I. Tanner, Wall slip in the molecular dynamics simulation of thin films of hexadecane, *J. Chem. Phys.* 110 (1999) 2612–2620
- [7] K. Watanabe, K.Y. Udagawa, H. Udagawa, Drag reduction of Newtonian fluid in a circular pipe with a highly repellent wall, *J. Fluid Mech.* 381 (1999) 225–238
- [8] M. Kaneta, H. Nishikawa, K. Kameishi, Observation of wall slip in elastohydrodynamic lubrication, *ASME J. Tribology* 112 (1990) 447–452
- [9] J.H. Choo, H.A. Spikes, M. Ratoi, R. Glovnea, A. Forrest, Friction reduction in low-load hydrodynamic lubrication with a hydrophobic surface, *Tribology Int.* 40 (2007) 154–159
- [10] M.-H. Meurisse, M. Querry, N. Reverdy, Comportement mécanique d'un pont liquide sollicité en cisaillement entre deux parois solides, *proc. Congrès National du Groupe Français de Rhéologie*, Mulhouse, France, 2004
- [11] R. Salant, A. Fortier, Numerical analysis of a slider bearing with a heterogeneous slip/no-slip surface, *Tribology Trans.* 47 (2004) 328–334
- [12] M.H. Meurisse, G. Morales, Reynolds equation, apparent slip, and viscous friction in a three-layered fluid film, *Proc. Inst. Mech. Engineers, Part J, J. Engineering Tribology* 222 (2008) 369–380
- [13] M.H. Meurisse, *Boundary conditions in fractionated lubrication*, Tribology Series 34, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, 1998, pp. 63–74