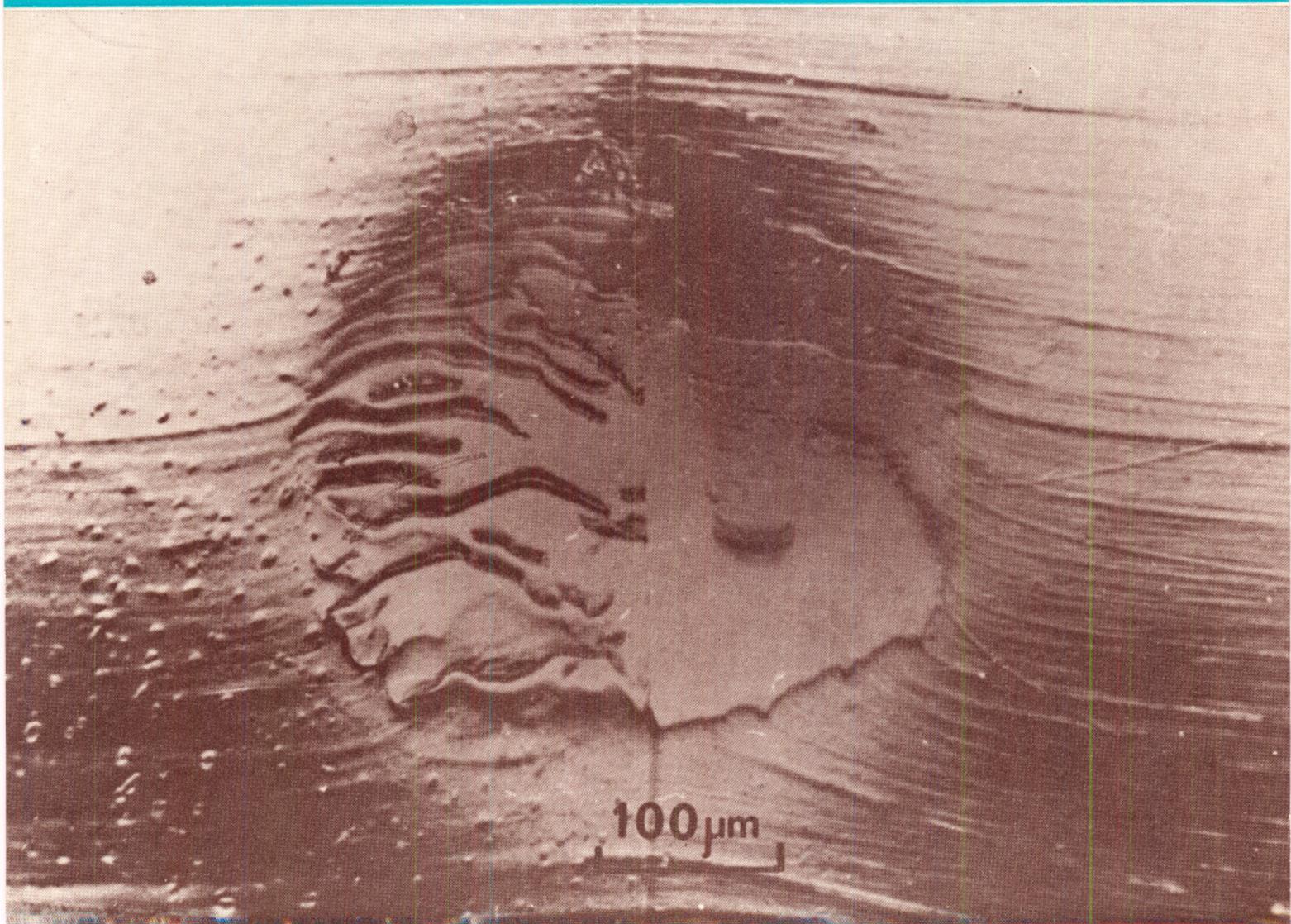


industrie minérale

CAHIERS
DU GROUPE FRANÇAIS DE RHÉOLOGIE

TOME IV - NUMÉRO 1



Numéro spécial du 30 mars 1976

GROUPE FRANÇAIS DE RHEOLOGIE

PERSONNES MORALES

- Bassin d'Essais des Carènes, 6, boulevard Victor, 75015 Paris.
- Bibliotheek, Weg-en Waterbouw der T.H. — Stevinweg 1 — Delft (Hollande).
- Bibliothèque du Centre de Documentation du C.N.R.S., 26, rue Boyer, 75020 Paris.
- The British Library, Holborn Division — 25 Southampton Buildings, London WC2A 1AW (England).
- Cedocar, Bibliothèque Centrale, 26, boulevard Victor, 75996 Paris Armées.
- Centre d'Essais et de Recherches, Technique des Tabacs, 4, rue André-Deseaux, 45400 Fleury-Aubrais.
- Centre d'Etudes des Matières Plastiques, 21, rue Pinel, 75013 Paris.
- Centre d'Etudes du Bouchet, 91710 Vert-le-Petit.
- Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, Service de Chimie - Physique, B.P. n° 2, 91190 Gif-sur-Yvette.
- Centre d'Etudes et de Recherches des Charbonnages de France, 33, rue de la Baume, 75008 Paris.
- Centre d'Etudes et de Recherches des Charbonnages de France, Laboratoire de Verneuil-en-Halatte, B.P. n° 27, 60103 Creil.
- Centre d'Etudes et de Recherches de l'Industrie du Béton Manufacturé (CERIB), B.P. n° 42, 28230 Epernon.
- Centre d'Etudes et de Recherches de l'Industrie des Liants Hydrauliques, 23, rue de Cronstadt, 75015 Paris.
- Centre de Mathématiques et Calcul de l'I.N.S.A., 20, avenue Albert-Einstein, 69100 Villeurbanne.
- Centre de Recherches sur les Macromolécules, 6, rue Boussingault, 67000 Strasbourg.
- Centre de Recherches Routières, boulevard de la Woluwe, 42 - 1200 Bruxelles (Belgique).
- Centre National d'Enseignement Technique, Laboratoire de Recherches, M. Lemaitre, 61, avenue du Président-Wilson, 94230 Cachan.
- Centre Scientifique et Technique du Bâtiment, 4, avenue du Recteur-Poincaré, 75782 Paris Cédex 16.
- Centre Technique du Cuir, 181, avenue Jean-Jaurès, 69006 Lyon.
- Centre Technique des Industries Mécaniques, B.P. n° 67, 60300 Senlis.
- Centre Technique de l'Industrie des Papiers, Cartons et Celluloses, B.P. 175, Centre de Tri Grenoble Gare (38042).
- Centre Technique des Tuiles et Briques, 2, avenue Hoche, 75008 Paris.
- Ciments Lafarge, M^{me} Faurie, ing. Direction Recherches, 28, rue Emile-Menier, 75782 Paris Cédex 16.
- Compagnie Française de Raffinage, Centre de recherches — Documentation, B.P. n° 27, 76700 Harfleur.
- Compagnie Saint-Gobain, Service Central de Recherches, 39, av. Lucien-Lefranc, 93304 Aubervilliers.
- Département Génie Civil et Urbanisme (I.N.S.A.), 20, avenue Albert-Einstein, 69100 Villeurbanne.
- Direction de la Recherche des Fédérations Nationales du Bâtiment et des Travaux Publics, 12, rue Brancion, 75737 Paris Cédex 15.
- Ecole Centrale des Arts et Manufactures, Laboratoire de mécanique des sols, Grande Voie des Vignes, 92290 Chatenay-Malabry.
- Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique et d'Hydraulique, 2, rue Charles-Camichel, 31000 Toulouse.
- Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 151, boulevard de l'Hôpital, 75013 Paris.
- Ecole Polytechnique, Bibliothèque — CP 6079 — Succursale « A », Montréal, Québec H 3 C 3 A 7 Canada.
- Electricité de France, Service géologique et géotechnique, 3, rue de Messine, 75008 Paris.
- ESSO-Standard S.A.F., Centre de recherches, 76130 Mont-Saint-Aignan.
- Filial Biblioteki, Akademü Nank SSSR — Baltijskaja ul. 14 — Moskva A-219 (U.R.S.S.).
- IMETAL (M.A. Fillon), 1, boulevard de Vaugirard, 75751 Paris Cedex 15.
- Institut Français du Pétrole, 1 et 4, avenue de Bois-Préau, 92500 Rueil-Malmaison.
- Institut de l'Information Scientifique de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S., Baltijskaja ulitsa 14 — Moscou D. 219 (U.R.S.S.).
- Institut de Mécanique des Fluides, 2, rue Charles-Camichel, 31000 Toulouse.
- Institut de Mécanique Théorique et Appliquée, Faculté des sciences de Paris, Tour 66, 9, quai Saint-Bernard, 75005 Paris.
- Institut Mécanique de Grenoble (M^{lle} Saulnier), B.P. n° 53, Centre de Tri, 38041 Grenoble Cedex.

(suite page 3 couverture)

CAHIERS
DU
GROUPE FRANÇAIS
DE RHÉOLOGIE

Tome IV — Numéro 1

30 mars 1976

sommaire

P. HABIB

Introduction 3

D. MAUGIS

Energie superficielle et adhésion élastique .. 4

M. BARQUINS, J.-P. JACCOUX, R. COURTEL

Etude expérimentale de l'adhésion et du frottement d'une bille de verre contre un plan de caoutchouc 10

H.D. BUI et K. DANG-VAN

Contribution à l'étude théorique du contact élastique d'un frotteur cylindrique glissant sur un massif élastique 21

R. COURTEL

Remarques sur l'ensemble des résultats obtenus par MM. Maugis, Barquins et Bui 29

J.M. SERVAS

Etude de la propagation différée des fissures dans les terres cuites 31

M. MASSIN

Energie superficielle et lubrification 39

Photographie de la couverture

Propagation d'ondes de Schallamach dans l'aire de contact entre une bille de verre et une surface de caoutchouc dont la moitié gauche a été irradiée aux U.V. (photo M. Barquins).

INDUSTRIE MINERALE

Introduction

Le Colloque de janvier 1975 a été consacré aux phénomènes de surface. Il s'agit d'un sujet très vaste, pour lequel beaucoup reste à faire ; le présent « Cahier de Rhéologie » publie les textes des communications qui ont été exposées à cette réunion et n'a pas la prétention d'épuiser la liste des manifestations de la rhéologie superficielle.

Un phénomène particulièrement spectaculaire par son rôle dans la vie quotidienne, connu de tous sinon parfaitement compris, est celui du frottement. Il est lié aux états de surface ; la nature de la liaison entre les matières en contact et son évolution en fonction du temps est un phénomène rhéologique. La distribution des contraintes sous un frotteur se modifie par relaxation de la matière ; elle est donc fonction du temps et reliée aux propriétés viscoélastiques des matériaux en présence ; on conçoit donc que le frottement soit fonction de la vitesse du glissement, indépendamment des complications des mécanismes de frottement et des aspects thermodynamiques.

Mais l'adhésion, le mouillage des surfaces, la création ou l'extension des fissures dans les solides fragiles — c'est-à-dire la disparition, la modification, l'apparition de nouvelles surfaces — sont liés aux propriétés rhéologiques superficielles. On en trouvera ici quelques illustrations et quelques applications dont l'impact industriel est important et qui suggèrent tout l'intérêt que peut présenter une bonne connaissance des propriétés des surfaces pour des études dans d'autres domaines.

P. HABIB

Energie superficielle et adhésion élastique*

par Daniel MAUGIS, Equipe de recherche de Mécanique des surfaces, C.N.R.S., 1, place A.-Briand, 92190 Meudon Bellevue

RESUME

Présentation des théories récentes concernant le rôle de l'énergie superficielle dans le contact et l'adhésion des solides élastiques.

SUMMARY

Recent theories upon influence of surface energy in contact and adhesion of elastic solids are presented.

INTRODUCTION

Dans les problèmes de contact, élasticiens et mécaniciens ont toujours raisonné en terme de mécanique des milieux continus, en négligeant les phénomènes de surface. En réalité, deux surfaces très voisines dans le vide s'attirent l'une l'autre par des forces de différents types.

Les forces de Van der Waals, dues aux interactions électromagnétiques produites par les fluctuations continues dans la distribution des électrons à l'intérieur des molécules et des atomes sont toujours présentes. Elles ont été très étudiées ces dernières années, depuis Lifshitz [1]** et sont maintenant bien connues. Elles peuvent être positives ou négatives suivant la constante diélectrique du milieu intermédiaire, et la distance [2]. Ce sont les seules qui se manifestent entre solides de Van der Waals dans lesquels les forces de liaison sont précisément de ce type. Entre solides covalents, ioniques, électrovalents ou métalliques, d'autres forces d'attraction apparaissent à courte distance (de l'ordre d'une dizaine d'Angström) devant lesquelles les forces de Van der Waals sont négligeables.

Il serait possible d'étudier la mécanique du contact en tenant compte de ces forces d'attraction entre les solides. Malheureusement, les forces à courte distance, les plus importantes, sont mal connues. On passe donc par une grandeur thermodynamique, mesurable : l'énergie superficielle.

Par définition, l'énergie superficielle d'un solide est l'énergie nécessaire pour créer de façon isotherme et réversible l'unité d'aire de surface. Pour ce faire, il faut couper les liaisons du solide, et travailler d'abord contre les forces à courte distance puis contre les forces de Van der Waals qui subsistent seules au-delà d'une dizaine d'Angströms. Pour de nombreux solides presque tout le travail a été effectué au bout d'une dizaine d'Å, au point qu'il est possible de calculer l'énergie superficielle à partir du nombre de liaisons coupées. L'énergie superficielle est pour l'instant une grandeur expérimentale reflétant l'énergie de liaison et la cohésion des solides. Les métaux et les covalents ont des énergies superficielles élevées (entre 1 000 et 3 000 ergs/cm²), les cristaux ioniques et moléculaires ont des énergies superficielles plus faibles (de 200 à 50 ergs/cm²). L'adsorption écrante ces forces à courte portée et peut diminuer considérablement l'énergie superficielle.

Quand deux corps A et B sont en contact sur une unité d'aire, il faut pour les séparer apporter les énergies γ_A et γ_B pour créer les unités d'aire de A et de B, tandis qu'on recueille l'énergie interfaciale γ_{AB} . On appelle énergie d'adhésion w_{AB} la quantité

$$w_{AB} = \gamma_A + \gamma_B - \gamma_{AB}$$

* Conférence prononcée au Colloque annuel du Groupe français de Rhéologie le 16 janvier 1975.

** Les chiffres mis entre crochets renvoient à la bibliographie en fin d'article.

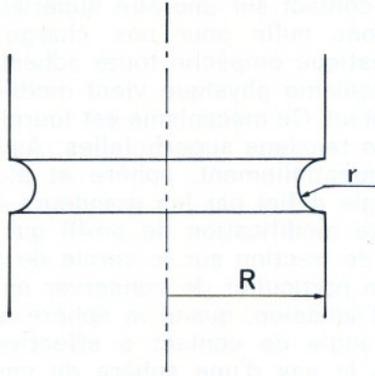


Fig. 1. — Film interposé entre cales Johanson

C'est la formule de Dupré (1869). Quand les deux corps A et B ne forment qu'un seul cristal, l'énergie interfaciale γ_{AB} est nulle et l'énergie $w = 2\gamma$ représente l'énergie de cohésion théorique.

Quand il s'agit de deux grains d'un même solide polycristallin, l'énergie interfaciale est une fonction de la désorientation du joint. Pour un joint de grain d'orientation quelconque, elle est de l'ordre de 1/3 de l'énergie superficielle et pour un joint de macle de l'ordre de 1/50.

Nous venons de parler de l'énergie d'interaction entre deux surfaces, mais ce qui nous intéresse, ici, c'est la force nécessaire pour séparer ces deux surfaces, une fois le contact établi. Cette force n'est pas, en général, la dérivée de l'énergie d'adhésion pour deux raisons : la première est que d'autres énergies sont en jeu au moment de la séparation : énergie élastique, énergie potentielle... ; la seconde est que cette force dépend de la vitesse à laquelle est effectuée la séparation. L'exemple des cales Johanson nous fera comprendre l'influence de la vitesse de déformation.

Considérons deux plaques métalliques circulaires de rayon R séparées par un film liquide d'épaisseur h (figure 1). Si l'angle de mouillage est α , le rayon du ménisque est $r = h/2 \cos \alpha$ et la différence de pression dans le film (loi de Laplace) est :

$$\Delta p = \gamma \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r} \right) = -\frac{\gamma}{r} = -\frac{2\gamma \cos \alpha}{h}$$

Les deux plaques sont pressées l'une contre l'autre par cette différence de pression. Un deuxième effet s'ajoute à celui-ci, c'est l'effet de viscosité ou effet Stefan. Quand deux disques de rayon R sont plongés dans un liquide de viscosité η , le temps nécessaire pour passer de la séparation h_1 à h_2 sous l'action de la force F est

$$t = \frac{3\pi\eta R^4}{4F} \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) \approx \frac{3\pi\eta R^4}{4F h_1^2} \text{ si } h_2 \gg h_1$$

Quand le volume de liquide entre les deux plaques est fixé, le temps de séparation est deux fois plus faible (formule de Healey). De sorte que la force d'adhésion peut s'écrire

$$F = \frac{2\pi R^2 \gamma \cos \alpha}{h} + \frac{3\pi R^4 \eta}{8h^2} \frac{1}{t}$$

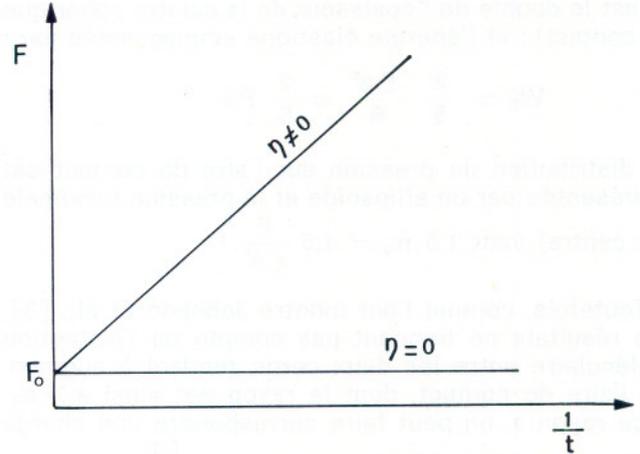


Fig. 2. — Adhésion de cales Johanson Influence de la viscosité du film interposé

Elle est représentée figure 2.

Dans tous les phénomènes d'adhésion, on retrouve ainsi un terme quasistatique, fonction de l'énergie superficielle et un terme rhéologique qui tient compte de la dissipation d'énergie au cours de la séparation.

Nous allons donc nous restreindre à la partie quasistatique et calculer la force d'adhésion entre solides élastiques pour quelques géométries particulières.

ADHESION D'UNE SPHERE SUR UN PLAN

Le problème de l'aire de contact et du rapprochement élastique d'une sphère et d'un plan a été résolu par Hertz en 1880. Le rayon du cercle de contact (figure 3) est donné par :

$$a_H^3 = \frac{PR}{K}$$

avec $\frac{1}{K} = \frac{3}{4} \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)$

Le rapprochement élastique par :

$$\delta_H = \frac{a^3}{R}$$

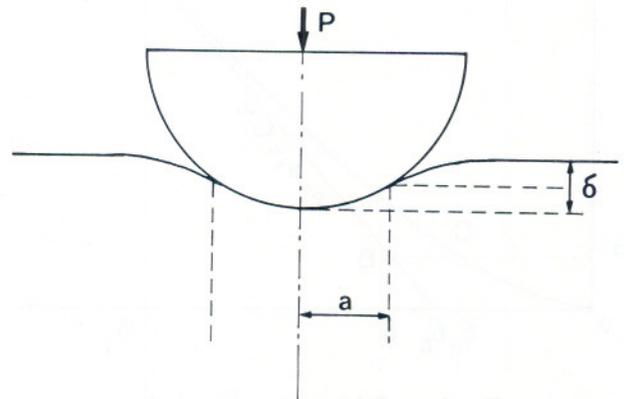


Fig. 3. — Contact élastique d'une sphère sur un plan

(C'est le double de l'épaisseur de la calotte sphérique de contact) ; et l'énergie élastique emmagasinée par :

$$W_E = \frac{2}{5} \frac{P a^3}{R} = \frac{2}{5} P \delta$$

La distribution de pression sur l'aire de contact est représentée par un ellipsoïde et la pression maximale

(au centre) vaut $1,5 p_m = 1,5 \frac{P}{\pi a^2}$.

Toutefois, comme l'ont montré Johnson et al., [3], ces résultats ne tiennent pas compte de l'attraction moléculaire entre les deux corps tendant à augmenter l'aire de contact, dont le rayon est ainsi $a > a_H$. A ce rayon a , on peut faire correspondre une charge fictive hertzienne P_1 telle que $a^3 = \frac{P_1 R}{K}$.

L'aire de contact effectivement atteinte sous la charge réelle P est celle qui minimise l'énergie totale W_T du système : somme de l'énergie élastique emmagasinée W_E , de l'énergie potentielle $W_P = -P \delta$ de la charge, de l'énergie interfaciale $W_S = -\pi a^2 w$.

Pour calculer l'énergie élastique emmagasinée sous la charge P quand le rayon de contact est a et l'enfoncement δ , Johnson et al [3] suivent le « chemin » suivant (cf. figure 4) : de O à A, accroissement de la charge de O à P_1 en supposant nulles les forces d'adhésion, ce qui amène le rayon à la valeur définitive a , puis déchargement le long de la droite AB jusqu'à la valeur P en maintenant le rayon de contact constamment égal à a . L'énergie élastique emmagasinée vaut $\frac{2}{5} \frac{P_1 a^3}{R}$ moins l'aire du trapèze $A \delta_1 \delta B$.

Ce déchargement, à aire de contact constante, a été étudié par Johnson [4] ; il correspond au problème du poinçon de Boussinesq (mais avec charges négatives). Au point B, les contraintes normales à la surface de contact sont des compressions au centre, et des tensions sur les bords. Le calcul donne une traction infinie sur le cercle de contact de rayon a , ce qui avait conduit Johnson [4] à admettre que deux sphères pressées l'une contre l'autre ne pouvaient se

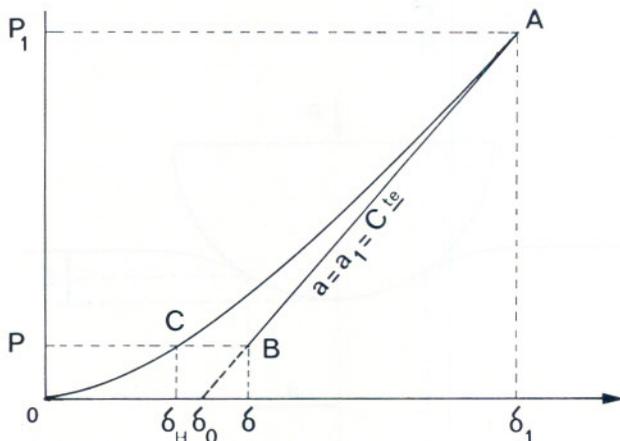


Fig. 4. — Schéma pour le calcul de l'énergie élastique emmagasinée

maintenir en contact sur une aire supérieure à celle de Hertz ; donc nulle pour une charge nulle. La relaxation élastique empêche toute adhésion sauf si un autre mécanisme physique vient modifier la géométrie du contact. Ce mécanisme est fourni par l'équilibre entre les tensions superficielles. Au lieu de se raccorder tangentiellement, sphère et plan doivent former un angle défini par les grandeurs de γ_1 , γ_2 et γ_{12} . C'est cette modification de profil qui rend finie la contrainte de traction sur le cercle de contact, et qui permet en particulier de conserver un cercle de contact fini d'adhésion, quand la sphère est déchargée. Un tel angle de contact a effectivement été observé dans le cas d'une sphère de verre sur un plan de caoutchouc par Barquins et al. [5].

Pour une charge donnée P , l'énergie totale du système est minimale pour la charge hertzienne fictive :

$$P_1 = P + 3 \pi w R + \sqrt{6 \pi w R P + (3 \pi w R)^2}$$

Le rayon du cercle de contact ($a^3 = \frac{P_1 R}{K}$) est alors donné par :

$$a^3 = \frac{P R}{K} \left[1 + \frac{3 \pi w R}{P} + \sqrt{2 \cdot \frac{3 \pi w R}{P} + \left(\frac{3 \pi w R}{P} \right)^2} \right]$$

Le terme entre crochets représente la correction à la théorie de Hertz. Pour une charge appliquée nulle, le rayon de l'aire de contact est donné par :

$$a^3 = \frac{6 \pi w R^2}{K}$$

Quand P devient négatif, l'aire de contact diminue encore, et pour la valeur d'équilibre minimale $P = -\frac{3}{2} \pi w R$ (correspondant au radical nul) on a

$$P_1 = \frac{3}{2} \pi w R \text{ et } a^3_{\min} = \frac{3}{2} \frac{\pi w R^2}{K}$$

$P = -\frac{3}{2} \pi w R$ est la force nécessaire pour détacher la sphère du plan. On constate qu'elle ne dépend pas des propriétés élastiques des corps en présence, mais uniquement du rayon de courbure et de l'énergie d'adhésion.

Ces résultats ont été parfaitement vérifiés expérimentalement [3] pour des solides de faible module d'Young comme le caoutchouc (cf figure 5) ainsi que pour des particules métalliques de quelques centaines d'Angstrom, à quelques microns [6].

On peut montrer que l'énergie élastique emmagasinée est :

$$W_E = -\frac{2}{3} W_T$$

et qu'à l'instant du détachement $\frac{dW_T}{da} = \frac{dW_E}{da} = 0$; le travail fourni est exactement compensé par le gain d'énergie superficielle. On reconnaît là le principe de la fracture de Griffith.

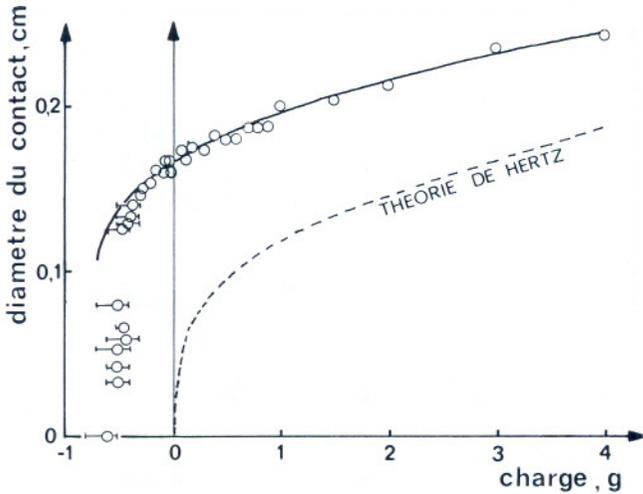


Fig. 5. — Diamètre du contact d'une sphère de caoutchouc (R = 2,2 cm) contre un plan de caoutchouc, en fonction de la charge (d'après Johnson et al. 1971)

ADHESION D'UN POINÇON CIRCULAIRE RIGIDE

C'est ce principe qui est la base de la théorie quasistatique de l'adhésion entre solides élastiques [7]. La fracture d'un joint d'adhésion de dimension a est possible si $\frac{dW_T}{da} \geq 0$. Si la rupture est quasistatique, le travail effectué compense exactement la variation d'énergie superficielle. Quand un surplus d'énergie est fourni, il apparaît comme une accélération de la fissure, ou est dissipé dans des phénomènes visqueux.

Dans le cas d'un poinçon rigide appuyé sur un demi-espace élastique, l'énergie interfaciale est $W_s = \pi a^3 w$, l'énergie potentielle $W_P = -P \delta$ (avec $\delta = \frac{P(1-\nu^2)}{2 E a}$ donné par la théorie de Boussinesq), et l'énergie élastique $W_E = \frac{(1-\nu^2) P^2}{4 E a}$. La fracture quasistatique ($\frac{dW_T}{da} = 0$) s'effectue pour

$$P^2 = \frac{8 \pi}{1 - \nu^2} E w a^3$$

Remarquons que la contrainte $\sigma = \frac{P}{\pi a^2}$ à la rupture est

$$\sigma = \sqrt{\frac{8 E w}{\pi (1 - \nu^2) a}}$$

analogue à celle de Griffith. La figure 6 montre la vérification expérimentale pour des disques de Perspex sur de la gélatine.

Le calcul de l'adhésion due à un film élastique et l'effet du retrait ont été donnés par Kendall [7, 8].

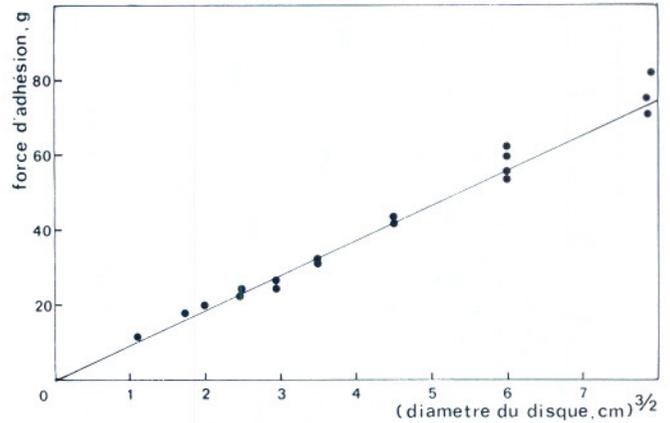


Fig. 6. — Adhésion de disques de Perspex sur de la gélatine (d'après Kendall, 1971)

Considérons un film élastique d'épaisseur h entre un plan rigide et un cylindre rigide de rayon a (figure 7), l'énergie élastique emmagasinée dans le film est :

$$W_E = - \frac{P^2 h}{2 \pi a^2 E'} \quad \text{avec } E' = \frac{E}{3(1-2\nu)}$$

L'énergie totale est : $W_T = - \pi a^2 w - \frac{P^2 h}{2 \pi a^2 E'}$

et le décollement s'obtient pour $\frac{dW_T}{da} = 0$ soit :

$$P^2 = \frac{2 \pi^2 E' w a^4}{h}$$

Cette formule a été bien vérifiée expérimentalement (figure 8). On peut la mettre sous une forme analogue à celle de Griffith, en introduisant la contrainte moyenne $\sigma = \frac{P}{\pi a^2}$

$$\sigma = \sqrt{\frac{2 w E'}{h}}$$

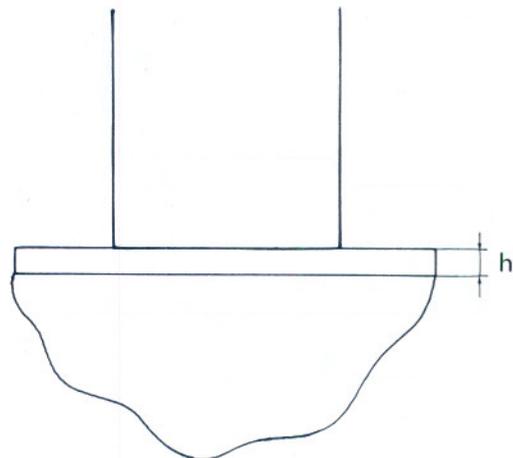


Fig. 7. — Film élastique entre deux surfaces planes rigides

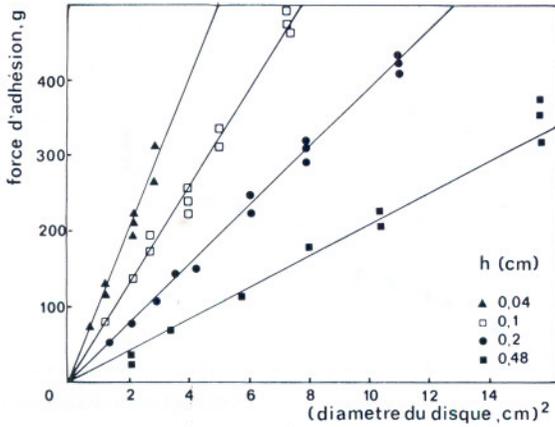


Fig. 8. — Adhésion due à un film de gélatine entre deux plans de Perspex (d'après Kendall, 1971)

CAS DU PEELING

Dans le cas du peeling (figure 9) d'un film élastique sur un support rigide, on a $W_s = - a b w$, $W_p = P a$; l'énergie élastique est celle qui sera emmagasinée par tension après décollement :

$$W_E = - \frac{1}{2} \frac{P^2}{E S} a = - \frac{P a^2}{2 b h E}$$

Elle est généralement négligeable. Le décollement s'effectue pour $\frac{dW_T}{da} = - b w + P = 0$ soit $P = b w$. Ici encore le travail extérieur $P da$ compense exactement la variation $w b da$ d'énergie superficielle.

Si le film a été tendu avant adhésion sur le support, il a emmagasiné une énergie élastique $W_E = \frac{1}{2} (a b h) \epsilon^2 E$ et la force de décollement quasistatique est [8] :

$$F = b \left(w - \frac{\epsilon^2 E h}{2} \right)$$

La force d'adhésion quasistatique par unité de largeur est donc égale à l'énergie d'adhésion dimi-

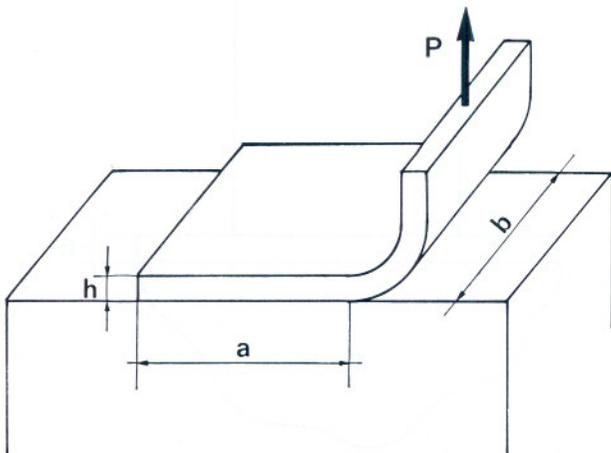


Fig. 9. — Géométrie du « peeling »

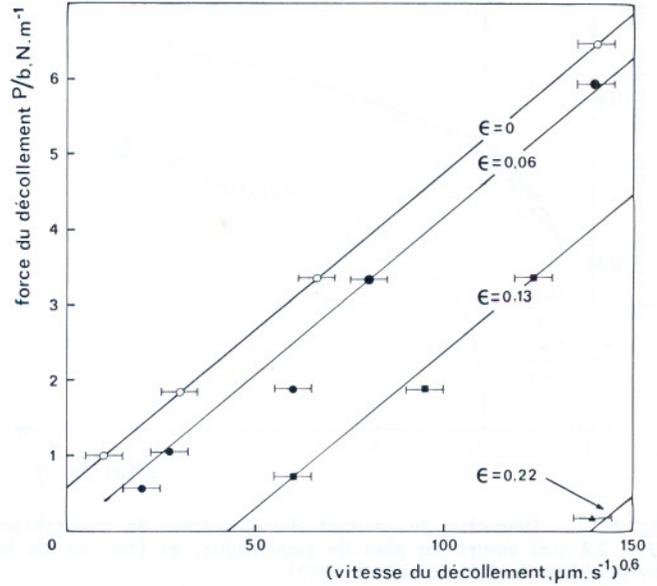


Fig. 10. — Force de décollement d'un film de caoutchouc de 0,2 mm d'épaisseur en fonction de la vitesse, pour différentes valeurs de la précontrainte élastique (d'après Kendall, 1973)

nuée de $\frac{1}{2} \epsilon^2 E h$. Cette formule a été vérifiée dans le cas du caoutchouc sur le verre (figure 10). La force d'adhésion varie linéairement avec la puissance 0,6 de la vitesse (à cause des pertes d'énergie par viscosité), mais les valeurs quasistatiques et le déplacement des droites avec ϵ ou h sont conformes à la théorie.

Ainsi la théorie de l'adhésion élastique est bien vérifiée pour des corps mous, comme la gélatine, ou le caoutchouc, dont les rugosités sont complètement « effacées » lors du contact ; pour les corps rigides les rugosités empêchent le contact intime et l'adhésion est faible. Ce point a été examiné récemment par Johnson [9].

INFLUENCE DE LA RUGOSITE

Plusieurs modèles équivalents ont été proposés pour décrire les surfaces métalliques rugueuses. Dans le modèle de Greenwood et Williamson [10] la surface consiste en aspérités (n par unité de surface) de même rayon R, et dont la hauteur a une distribution gaussienne (la déviation standard étant σ^*). Connaissant la force hertzienne $P = K R^{1/2} \delta^{3/2}$ pour déformer de δ une aspérité de rayon R, il est possible de calculer l'aire de contact réelle et la force nécessaire pour un enfoncement δ dans le cas de deux surfaces planes rugueuses : l'aire est proportionnelle à la charge [10]. Johnson [9] a effectué un calcul analogue en tenant compte de l'énergie d'adhésion qui modifie la relation entre P et δ (figure 11).

Quand un plan rugueux est placé au contact d'un plan lisse, certaines aspérités sont comprimées mais

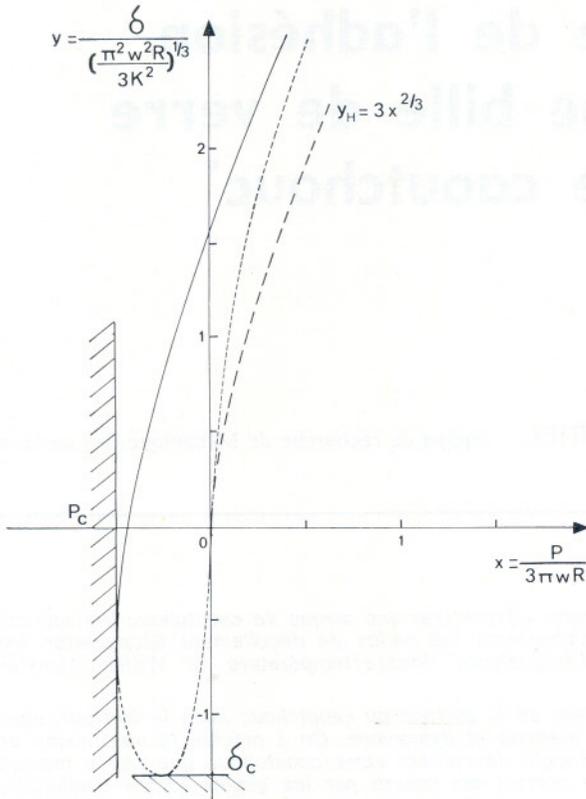


Fig. 11. — Rapprochement élastique de deux sphères en fonction de la charge (d'après Johnson, 1974)

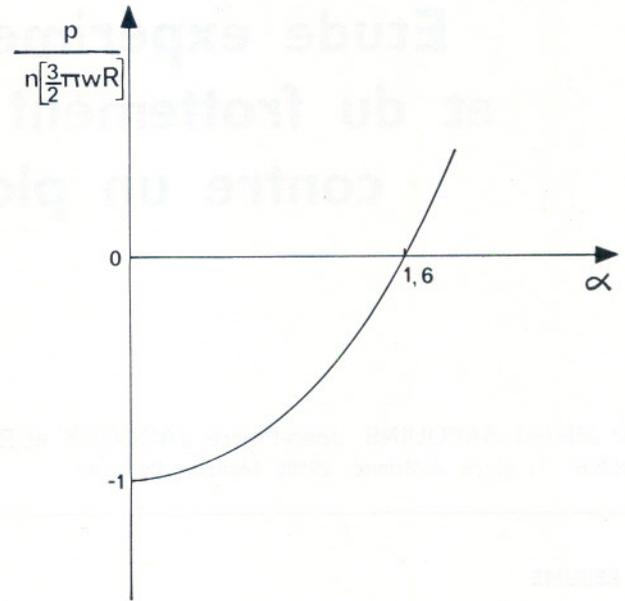


Fig. 12. — Influence de la rugosité sur la force d'adhésion

Quand $\alpha = 1,6$, la force d'attraction des aspérités tendues est exactement compensée par la force de répulsion des aspérités comprimées et l'adhésion s'annule (figure 12).

On peut remarquer que le paramètre α peut se mettre sous la forme

$$\alpha^{3/2} = \frac{\sqrt{3} K R^{1/2} \sigma^{*3/2}}{\frac{3}{2} \pi w R}$$

C'est le rapport de la force hertzienne pour enfoncer de $\delta = \sigma^*$ une rugosité de rayon R , à la force d'adhésion élastique de cette même rugosité.

C'est pourquoi l'adhésion élastique s'observe aisément sur des corps mous, même s'ils sont rugueux, et difficilement sur des corps durs (K élevé).

d'autres sont tendues sous l'effet des forces d'adhésion ; toutefois, l'élongation d'une aspérité ne peut dépasser une valeur critique δ_c (supérieure à l'élongation δ sous la charge $P_c = -\frac{3}{2} \pi w R$, puisque la rugosité est tendue comme dans une machine de traction). En posant $x = 1 + \frac{\delta}{\delta_c}$ et $\alpha = \sigma^*/\delta_c$ et en écrivant la relation entre P et δ pour une aspérité sous la forme :

$$\frac{P}{\frac{3}{2} \pi w R} = F\left(\frac{\delta}{\delta_c}\right),$$

la force exercée par les aspérités en contact est :

$$P = n \frac{3}{2} \pi w R \int_0^\infty F(x) e^{-x/\alpha} d\left(\frac{x}{\alpha}\right)$$

Le paramètre

$$\alpha = \frac{\sigma^*}{\delta_c} = \frac{4 \sigma^{*3} K^2}{3 \pi^2 w^2 R}$$

est l'indice d'adhésion de Johnson, et l'intégrale vaut -1 pour $\alpha = 0$ et devient positive pour $\alpha \geq 1,6$.

Ainsi quand la dispersion dans la hauteur des aspérités est nulle ($\sigma^* = 0$), $\alpha = 0$ et $P = -n \frac{3}{2} \pi w R$; c'est la force d'adhésion de n aspérités de rayon R .

REFERENCES

- [1] E.M. LIFSHITZ — Sov. Phys. J.E.T.P., 2, 73 (1956).
- [2] I.E. DZYALOSHINSKII, E.M. LIFSHITZ, L.P. PITAEVSKII — Adv. Phys. 10, 165 (1966).
- [3] K.L. JOHNSON, K. KENDALL, A.D. ROBERTS — Proc. Roy. Soc. A 324, 301 (1971).
- [4] K.L. JOHNSON — Brit. J. Appl. Phys. 9, 199 (1958).
- [5] M. BARQUINS, D. MAUGIS, R. COURTEL — C.R. Ac. Sc. série B, 279, 565 (1974).
- [6] K.E. EASTERLING, A.R. THÖLEN, Acta Met. 20, 1001 (1972).
- [7] K. KENDALL — J. Phys. D, Appl. Phys. 4, 1186 (1971).
- [8] K. KENDALL — J. Phys. D, Appl. Phys. 6, 1782 (1973).
- [9] K.L. JOHNSON — IUTAM, Symp. on Contact between deformable bodies (août 1974).
- [10] J.A. GREENWOOD, J.B.P. WILLIAMSON — Proc. Roy. Soc. A 295, 300 (1966).

Etude expérimentale de l'adhésion et du frottement d'une bille de verre contre un plan de caoutchouc*

par Michel BARQUINS, Jean-Pierre JACCOUX et Robert COURTEL, Equipe de recherche de Mécanique des surfaces C.N.R.S., 1, place A.-Briand, 92190 Meudon Bellevue

RESUME

On a observé au microscope, l'aire de contact d'un hémisphère de verre glissant sur une plaque de caoutchouc transparent, et précisé les domaines de vitesse, et de température dans lesquels s'observent les ondes de décollement découvertes par Schallamach. Le coefficient de frottement mesuré obéit à la loi d'équivalence vitesse/température de William, Landel, Ferry. Il présente une discontinuité lors de l'apparition des ondes.

On a déterminé la distribution des déplacements tangentiels des points de la surface du caoutchouc sous le frotteur, ainsi que le profil de la surface au voisinage du contact dans les conditions statique et dynamique. On a précisé le mécanisme de formation des ondes de Schallamach et on a montré le rôle qu'y joue l'angle de contact verre/caoutchouc que l'on a mesuré dans les conditions d'équilibre à charge nulle, c'est-à-dire lorsque le contact est assuré par les seules forces d'adhésion.

SUMMARY

The phenomena accompanying friction at low speed (1—1500 $\mu\text{m/s}$) of a clean glass hemisphere ($R = 2 \text{ mm}$) on a plate of soft, transparent, natural vulcanized rubber ($E' = 1.6 \times 10^7 \text{ dynes/cm}^2$) were studied using an optical microscope equipped with Nomarski interference contrast ($\times 150$) and with a device to form Newton's rings around the area of contact. The friction force under loads of zero, 1, and $2 \times 10^3 \text{ dynes}$ was recorded, and its variation on the appearance of Schallamach waves was assessed. The elastic adhesion between both surfaces was specially studied, and Johnson's theory verified.

The profile of the deformed rubber surface was determined in static as well as in dynamic conditions, and the geometric process of the formation of detachment waves was demonstrated. The contact angle between rubber and glass was measured in the case of zero load.

Relaxation phenomena were observed for the free surface and the bound surface (interfacial relaxation) and the corresponding characteristic relaxation times roughly estimated.

INTRODUCTION

Le travail présenté ici avait pour objectif premier de vérifier l'existence des ondes de Schallamach, découvertes en 1971 [1]¹, de déterminer les conditions exactes de leur formation, et de délimiter si possible leur domaine d'existence.

La nécessité d'observer à petite échelle conduisait à utiliser la méthode de la microscopie optique. Les principaux aspects des phénomènes ont pu être fixés grâce à un film 16 mm². Ils sont décrits succinctement ci-après.

* Conférence prononcée au Colloque annuel du Groupe français de Rhéologie le 16 janvier 1975.

1. Les chiffres mis entre crochets renvoient à la bibliographie en fin d'article.

2. La présentation de ce film (durée : 25 mn) accompagnait l'exposé.

I. APPAREILLAGE

Pour les expériences, on a utilisé un microscope Nacet T 300, équipé du contraste Nomarski en éclairage par réflexion aussi bien qu'en transparence. Ce choix était dicté par la nécessité de recourir au contraste interférentiel pour la visualisation correcte de l'interface entre l'hémisphère de verre et le plan de caoutchouc qui constituait le modèle de contraste souhaitable. Il imposait l'emploi d'un grossissement minimal ; on a choisi $\times 150$. La dimension, restreinte suivant l'axe optique, de l'espace disponible entre la lentille frontale de l'objectif et le porte-objet, obligeait à choisir une demi-boule de petite taille ($r = 2 \text{ mm}$) et une plaque mince ($e = 2 \text{ mm}$).

La demi-boule a été fixée au bras d'une balance sensible au milligramme spécialement réalisée à cette occasion en vue de la mesure de la force d'adhésion normale entre le verre et le caoutchouc.

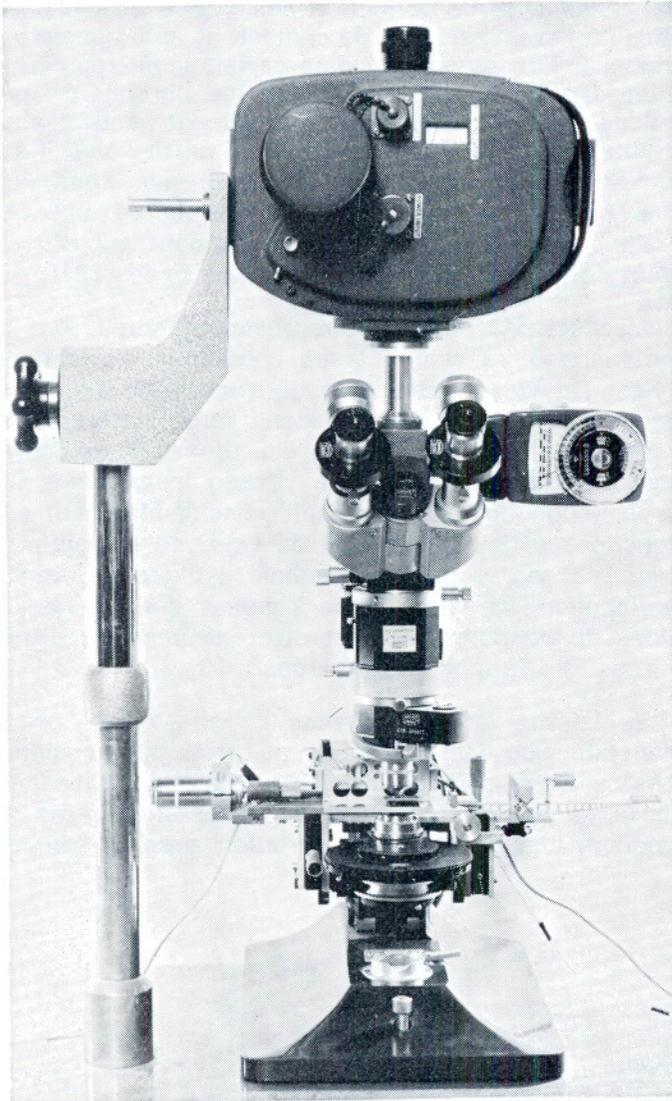


Fig. 1. — Vue d'ensemble de l'appareillage pour l'étude du frottement du caoutchouc

La balance étant rendue solidaire du bâti du microscope ; la demi-boule était donc mobile uniquement suivant l'axe optique du microscope.

L'entraînement de l'échantillon collé sur une lame de verre et placé sur une glissière était effectué par un micro-moteur par l'intermédiaire de lames élastiques destinées à mesurer l'effort d'entraînement, c'est-à-dire le coefficient de frottement. La sensibilité de ce dispositif était de l'ordre de 160 dynes par micron de déplacement relatif. Les vitesses réalisables allaient de 1 à 1 500 $\mu\text{m/s}$; les charges de 0 à 40 mN. Pour travailler dans des conditions de température variables entre 20 °C et 80 °C, on a muni la lame de verre porte-échantillon d'un dispositif de chauffage constitué par des fils de nichrome, reliés au bâti par une liaison très souple.

Deux types de caméras ont pu être adaptées au microscope :

- une caméra type 16 mm à 64 images/s, et
- une caméra rapide à 400 - 2 400 images/s, mise à notre disposition par le Service Technique de l'Aéronautique (C.E.V. Brétigny).

L'éclairage normal du microscope était insuffisant pour prendre des images correctes aux vitesses nécessaires pour l'enregistrement de certains phénomènes dynamiques (anneaux de Newton, notamment). Une étude, à laquelle ont pris part l'Institut d'Optique de Paris et la Société Nacet, a permis :

1° de réaliser des instantanés convenables au 1/125 s à l'aide d'une grosse lampe à vapeur de mercure sous pression (HBO, 500 W), grâce à un montage optique approprié.

2° d'installer à poste fixe sur le microscope une petite lampe à vapeur de mercure HBO, 50 W, à haut rendement.

II. DETERMINATION DU DOMAINE D'EXISTENCE DES ONDES DE SCHALLMACH

Les ondes de Schallmach ont été découvertes en 1971 [1] : ce sont des rides de la surface du caoutchouc qui parcourent l'aire de contact entre le caoutchouc et un autre corps pendant le frottement de glissement. Elles se propagent de l'avant du contact vers l'arrière. Leur présence est susceptible d'influencer les conditions de frottement, et notamment la résistance que le couple frottant peut opposer au dérapage dans le cas des pneumatiques sur piste mouillée ou non, d'où l'intérêt pratique que revêt leur étude.

On a choisi comme matériau pour l'expérimentation de laboratoire un caoutchouc naturel, mou, transparent, vulcanisé au peroxyde de dicumyle, qui était assez bien connu, référence faite à des travaux antérieurs de l'Institut Français du Caoutchouc. Son module d'élasticité était $1,6 \cdot 10^7$ dynes/cm² (soit environ 6 fois moins qu'un caoutchouc industriel habituel utilisé pour la fabrication des pneumatiques). Ce caoutchouc est désigné par le symbole A sur les figures.

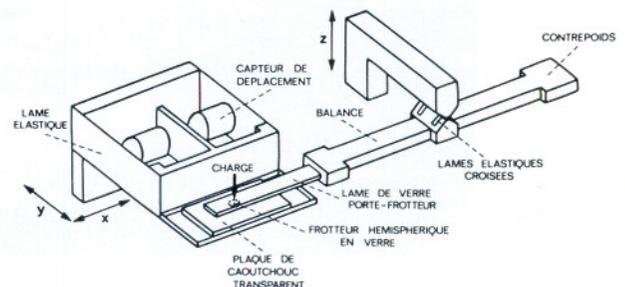


Fig. 2. — Schéma mécanique du dispositif expérimental

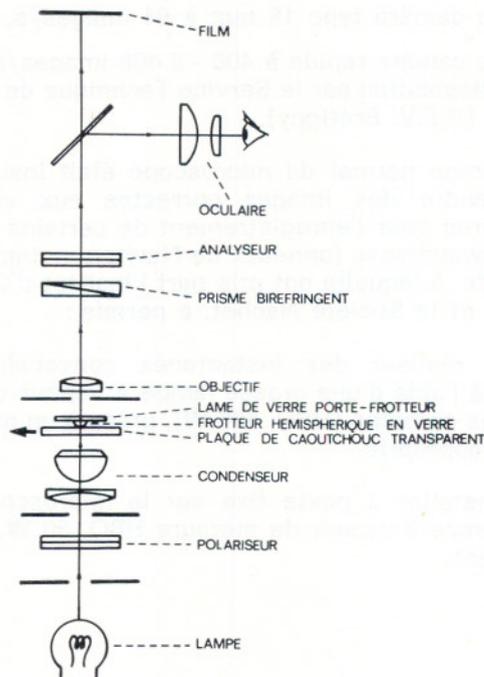


Fig. 3. — Schéma optique du dispositif expérimental

A condition d'opérer avec des surfaces de verre et de caoutchouc très propres (nettoyées à l'alcool),

le phénomène de formation des ondes de Schallamach à l'avant de l'aire de contact, et sa propagation vers l'arrière se sont révélés parfaitement reproductibles. Pour ralentir cette propagation, certains échantillons étaient irradiés superficiellement pendant plusieurs heures par un rayonnement ultra-violet. Ces radiations provoquent, en ambiance non confinée, une modification des chaînes moléculaires. Elle se traduit notamment par un durcissement superficiel dont l'effet visible est de ralentir les ondes [2].

L'aspect des ondes est représenté figures 4 et 5 en fonction de ces diverses conditions expérimentales. On voit nettement qu'il s'agit bien de rides remplies d'air, qui se déplacent vers l'arrière à la manière de plis dans un tapis. On a constaté, au cours de ces expériences, que la vitesse instantanée de propagation des ondes variait considérablement en fonction du point considéré de l'aire de contact. La figure 6 représente un exemple typique de telles variations. Son allure donne à penser que les conditions de contrainte doivent être extrêmement différentes tout le long de ce parcours [3].

En faisant varier la vitesse de glissement, on a constaté que les ondes ne se produisaient qu'au dessus d'une certaine vitesse critique V_c dépendant de la nature du matériau, de la température et de la géométrie du contact. La variation avec la tempé-



Fig. 4. — Propagation d'ondes de Schallamach dans l'aire de contact entre une bille de verre et une surface de caoutchouc dont la moitié gauche a été irradiée aux U.V.

Photo M. Barquins

Fig. 5. — Aspects des ondes de décollement présentes dans l'aire de contact d'un frotteur hémisphérique en verre glissant sur un plan de caoutchouc naturel (caoutchouc A) irradié aux rayons U.V.

Charge normale : 20 mN ;
vitesse : 30 μm/s ; 1/16 s entre chaque cliché.

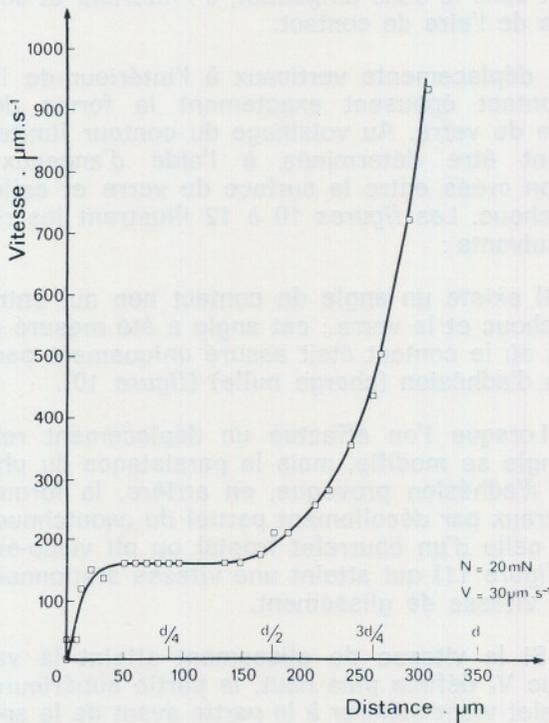
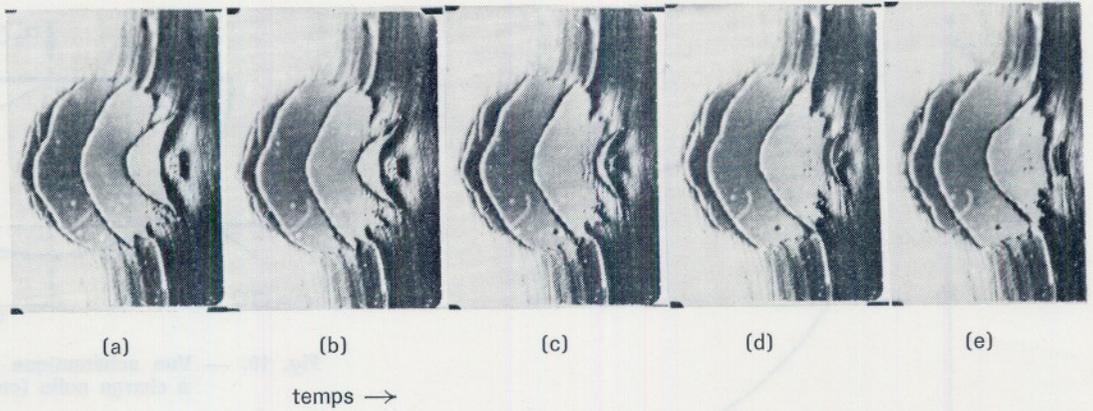


Fig. 6. — Variation de la célérité des ondes de décollement en fonction de leur position dans l'aire de contact (caoutchouc A irradié aux rayons U.V.)

rature s'est avérée du type W.L.F.³ classique : si on trace la « courbe maîtresse » relative au coefficient de frottement : $f = F(\log a_T V)$ où a_T est un coefficient empirique tel que $\log_{10} a_T = \frac{-8,86(T - T_0)}{101,5 + T - T_0}$, T_0 étant une température de référence égale à

3. W.L.F. sont les initiales des chercheurs William, Landel et Ferry.

4. T_g = température de transition vitreuse.

$T_g + 50$ (soit -20°C dans le cas du caoutchouc non irradié), on constate que les ondes n'existent que lorsque $\log a_T V > -1$ (figure 7). Le point $\log_{10} a_T V = -1$ correspond à une discontinuité dans les valeurs de $f = F(\log a_T V)$, ce qui était jusqu'ici totalement ignoré. De plus, la pente de la courbe relative à $\log a_T V > -1$ est nettement moins ascendante que celle qui concerne les faibles valeurs de V . Enfin, on constate que, dans le cas de caoutchouc irradié, on doit prendre $T_0 = +30^\circ\text{C}$ au lieu de -20°C , ce qui montre que l'irradiation a pour effet d'augmenter T_g d'environ 50°C en surface.

La figure 8 représente la variation de V_0 en fonction du diamètre D du frotteur pour deux températures différentes. Le déplacement préliminaire au centre Δ_0 varie également avec D comme le montre la figure 9.

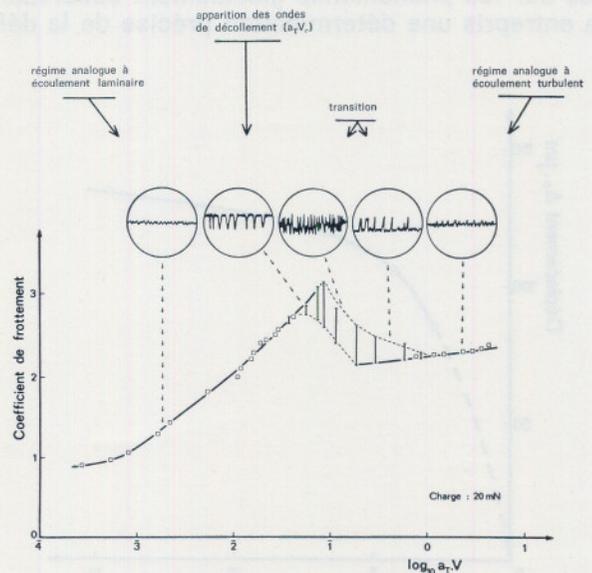


Fig. 7. — Courbe maîtresse relative au coefficient de frottement du caoutchouc naturel (caoutchouc A) irradié aux rayons U.V. On a représenté au-dessus de la courbe la forme schématique des enregistrements de la résistance de frottement

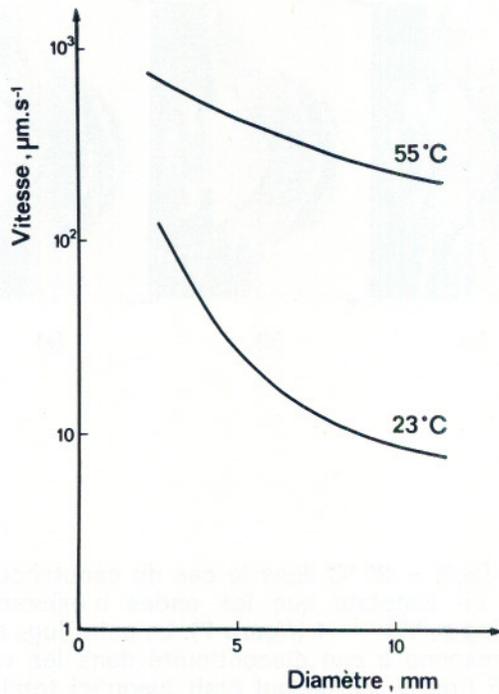


Fig. 8. — Variation de la vitesse critique d'apparition des ondes de décollement en fonction du diamètre du frotteur pour deux températures (caoutchouc A irradié aux rayons U.V.)

III. MESURE DES DEPLACEMENTS SUPERFICIELS DU CAOUTCHOUC DANS L'AIRE DE CONTACT ET DANS SON VOISINAGE

Pour tenir compte de la remarque concernant le rôle prédominant des conditions ponctuellement localisées sur les phénomènes globalement observables, on a entrepris une détermination précise de la défor-

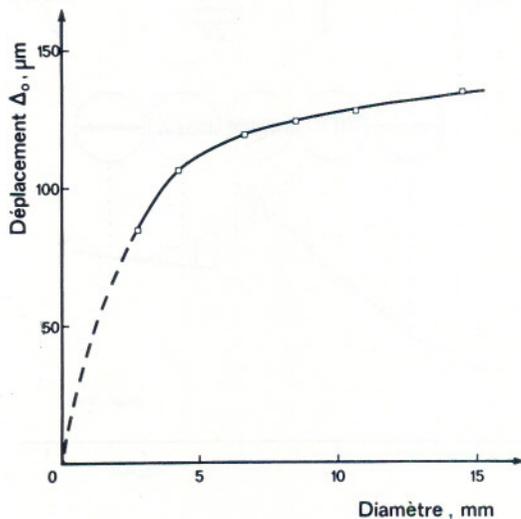


Fig. 9. — Variation du déplacement préliminaire Δ_0 au centre, en fonction du diamètre du frotteur (caoutchouc A irradié aux rayons U.V.)

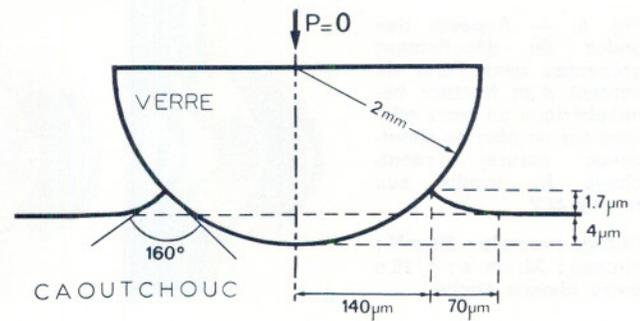


Fig. 10. — Vue schématique du contact à l'équilibre, à charge nulle (caoutchouc A)

mation de la surface du caoutchouc, dans le sens normal et dans le sens tangentiel, à l'intérieur et au voisinage de l'aire de contact.

Les déplacements verticaux à l'intérieur de l'aire de contact épousent exactement la forme de la sphère de verre. Au voisinage du contour limite, ils peuvent être déterminés à l'aide d'anneaux de Newton créés entre la surface du verre et celle du caoutchouc. Les figures 10 à 12 illustrent les résultats suivants :

— Il existe un angle de contact non nul entre le caoutchouc et le verre ; cet angle a été mesuré dans le cas où le contact était assuré uniquement par les forces d'adhésion (charge nulle) (figure 10).

— Lorsque l'on effectue un déplacement relatif, cet angle se modifie, mais la persistance du phénomène d'adhésion provoque, en arrière, la formation d'un creux par décollement partiel du caoutchouc, en avant celle d'un bourrelet frontal ou pli visco-élastique (figure 11) qui atteint une vitesse stationnaire à basse vitesse de glissement.

— Si la vitesse de glissement atteint la valeur critique V_c définie plus haut, la partie supérieure du bourrelet vient adhérer à la partie avant de la sphère de verre (figures 12 et 13) en créant un pli ouvert seulement à ses extrémités, qui se propage vers l'arrière sous forme d'onde de Schallamach.

La technique expérimentale utilisée pour déterminer les déplacements tangentiels consiste à filmer un repère rectiligne tracé sur le caoutchouc pendant

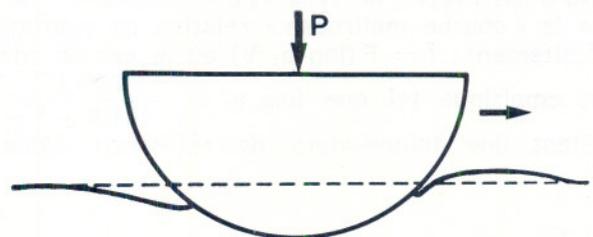


Fig. 11. — Profil de la surface du caoutchouc à $V < V_c$. (V_c = vitesse critique)

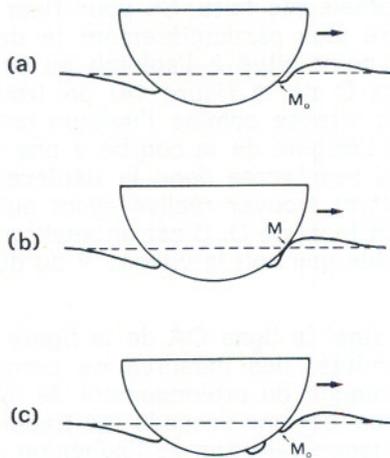
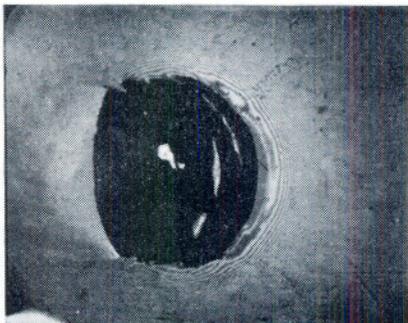
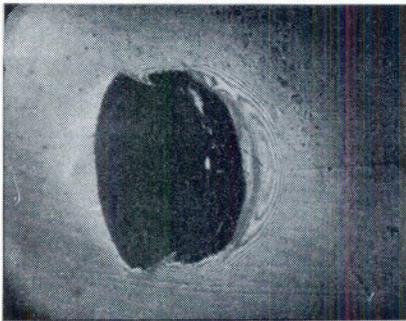


Fig. 12. — Schéma de l'évolution du profil de la surface du caoutchouc pour $V > V_c$ et formation d'une onde de décollement

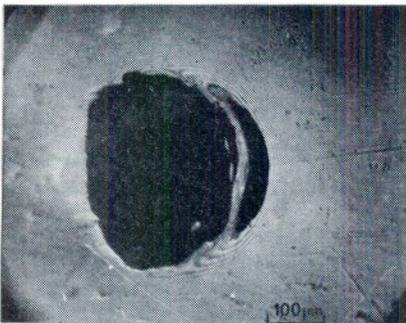
sens de déplacement du caoutchouc
←



(a)

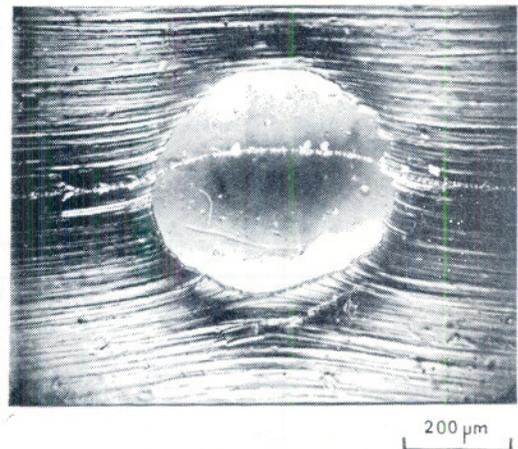
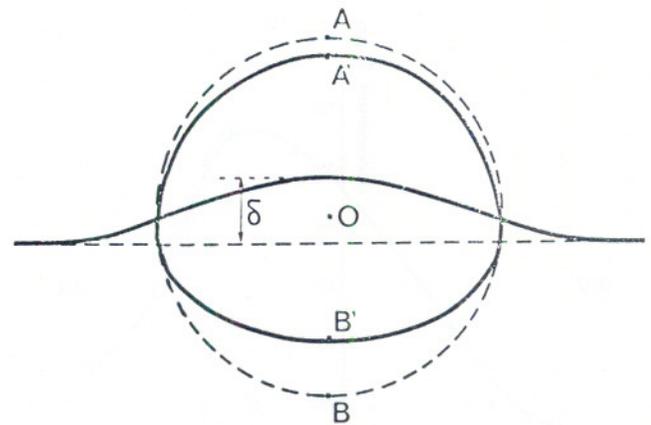


(b)



(c)

Fig. 13. — Vue d'anneaux de Newton, illustrant les trois stades de la figure 12



sens de déplacement du caoutchouc
↓

Fig. 14. — Principe de la méthode du repère défilant

que sa partie centrale traverse l'aire de contact, et à mesurer le déplacement tangentiel δ de chacun de ses points par rapport à la position qu'il occuperait en l'absence du contact de frottement : celle-ci peut être matérialisée sur la droite obtenue en raccordant les parties éloignées du repère mobile, qui elles, ne sont pas déplacées (figure 14).

La figure 15 a montre l'allure de la variation de δ le long de l'axe de symétrie du contact quand on se trouve en régime stationnaire à vitesse V . La composante $\frac{\partial \delta}{\partial x}$ de la déformation est donnée par la figure 15 b. Ces deux courbes révèlent une dissymétrie significative entre les parties avant et arrière du contact. L'aire de contact et son voisinage avant se trouvent en compression tangentielle. La surface est en tension à partir de la limite arrière du contact sur l'axe de symétrie.

Ce résultat est quantitativement très différent de celui qu'avait suggéré Schallamach, dans son mémoire [1]. Il admettait une distribution $\delta(x)$ entièrement symétrique ; en conséquence, la zone de compression tangentielle recouvrait seulement la moitié avant de l'aire de contact ; en fait, elle recouvre complètement cette aire, ce qui doit traduire une répartition de contrainte notablement différente [4].

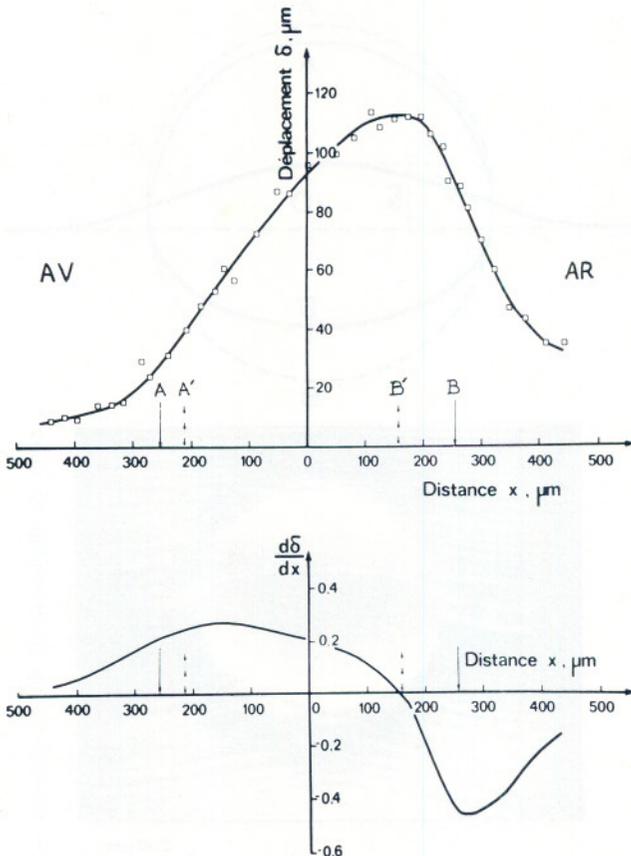


Fig. 15. — Variation du déplacement tangentiel δ le long de l'axe de symétrie (courbe a) et de sa dérivé $\frac{\partial \delta}{\partial x}$ (courbe b) en coordonnées lagrangiennes

A — B : limite du contact au repos
 A' — B' : limite du contact en régime dynamique
 Caoutchouc A ; charge 20 mN ; vitesse : 7 $\mu\text{m/s}$

D'autre part, le contour de l'aire de contact est lui aussi manifestement dissymétrique, la partie arrière étant plus aplatie. Ce phénomène avait naturellement déjà été observé, mais la détermination des déplacements à l'intérieur du contact n'avait, à notre con-

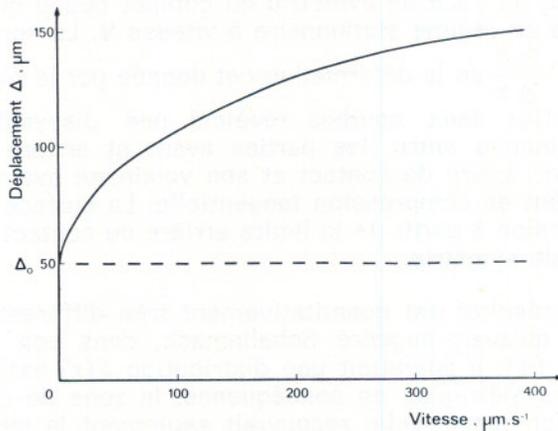


Fig. 16. — Variation du déplacement Δ au centre, en fonction de la vitesse de déplacement de l'échantillon de caoutchouc A (valeur dynamique)

naissance, jamais été faite. Si, pour fixer les idées, l'on considère plus particulièrement le déplacement Δ relatif au point situé à l'aplomb du centre de la sphère (point O de la figure 14) on trouve que Δ varie avec la vitesse comme l'indique la figure 16 ; l'ordonnée à l'origine de la courbe a une valeur non nulle Δ_0 ; Δ_0 représente donc le déplacement minimum qui doit se trouver réalisé avant qu'apparaisse un glissement local en O. C'est un seuil qui doit être atteint, si faible que soit la vitesse V du déplacement du frotteur.

On décrit ainsi la ligne OA de la figure 17, que la précision (limitée) des mesures ne permet pas en fait de différencier du prolongement de la droite OI. En A, on passe, par une saccade qui traduit apparemment une brusque variation de l'adhésion, à la phase de frottement régulier AB.

Si on arrête brusquement le mouvement de la bille (point B, figure 17), on observe une relaxation superficielle du caoutchouc dans l'aire de contact. La fonction $\Delta = \xi(t)$ qui décrit le phénomène, a l'allure d'une exponentielle, mais la précision des mesures ne permet pas d'en dire davantage (branche BC, figure 17) ; la valeur Δ_0 trouvée pour le déplacement résiduel est égale à celle du déplacement minimal Δ_0 de la figure 16 dans les mêmes conditions d'expérience. On pourrait penser qu'il s'agit dans l'un et l'autre cas d'un frottement solide, si la valeur Δ_0 n'était pas à peu près indépendante de la charge.

A la lumière de ces observations, on peut essayer de préciser les principes de la rhéologie superficielle du caoutchouc qui gouvernent le frottement à très basse vitesse. En régime stationnaire, en tout point du contact, l'entraînement « adhésif » $V dt$ dans la direction Ox est compensé à tout instant par la relaxation $\dot{\xi}(x) dt$ qui tend à faire revenir en arrière le caoutchouc par le mécanisme des sauts moléculaires [$\dot{\xi}$ est la valeur au point B de la dérivée par rapport au temps (à x imposé) de la fonction $\xi(t)$ qui représente la branche BC de la figure 17].

Ce point de vue trouve sa justification dans l'égalité observée des pentes des deux courbes OA et BC en A et B (figure 17).

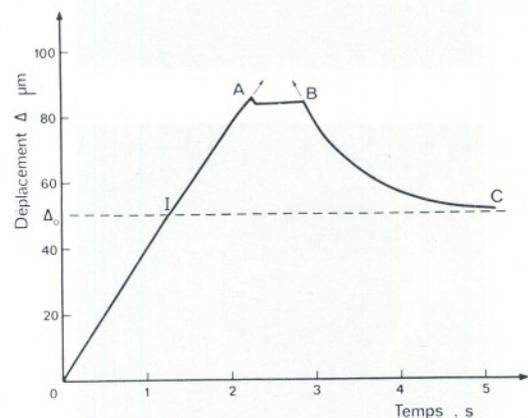
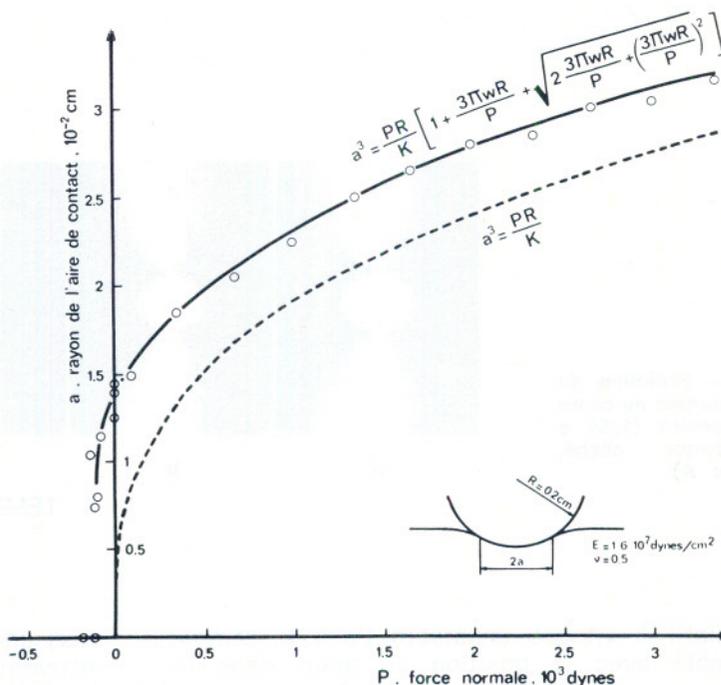


Fig. 17. — Variation du déplacement Δ au centre, en fonction du temps au cours d'une expérience de relaxation (caoutchouc A)

Fig. 18. — Variation du rayon du contact en fonction de la charge appliquée sur le frotteur hémisphérique: formules théoriques et résultats expérimentaux obtenus avec le caoutchouc A



IV. CORRELATION DE CES RESULTATS AVEC LA THEORIE DE L'ADHESION ELASTIQUE (K.L. JOHNSON)

Le phénomène d'adhésion moléculaire entre le caoutchouc et le frotteur de verre constitue manifestement un des facteurs déterminant le comportement décrit plus haut. Il est difficile de comprendre celui-ci si l'on ne prend pas celui-là en considération. Comme la théorie de l'adhésion élastique est actuellement fort peu connue, nous croyons devoir en rappeler ci-après ce qui est essentiel pour notre étude.

La théorie dans le cas du contact statique sphère/plan est due à K.L. Johnson et al. [5]. Il a calculé la force P à exercer dans la direction normale pour séparer les deux surfaces. Il a trouvé :

$$P = -\frac{3}{2} \pi W R \quad (1)$$

R étant le rayon de la sphère et W l'énergie d'adhésion verre-caoutchouc. Il a montré également que le rayon a de l'aire de contact correspondante, qui est la limite inférieure des aires de contact possibles lorsque l'on fait varier la force d'appui, est donné, dans le cas d'une sphère rigide et d'un plan élastique de modules E , ν , par :

$$a^3 = \frac{9}{8} \pi W R^2 \cdot \frac{1 - \nu^2}{E} \quad (2)$$

L'allure générale du phénomène et la dépendance de P et a de R ont pu être vérifiées dans des expériences de K.L. Johnson, A.D. Roberts et K. Kendall dans le cas des contacts verre-gélatine, et verre-

caoutchouc, aussi bien que dans nos propres expériences sur le caoutchouc (figure 18). Mais ces expériences constituent plutôt des déterminations directes de W que des vérifications numériques.

Nous avons trouvé, par exemple : $P = -1$ mN et $a = 80 \mu\text{m}$, ce qui donne pour W , dans l'équation (1) :

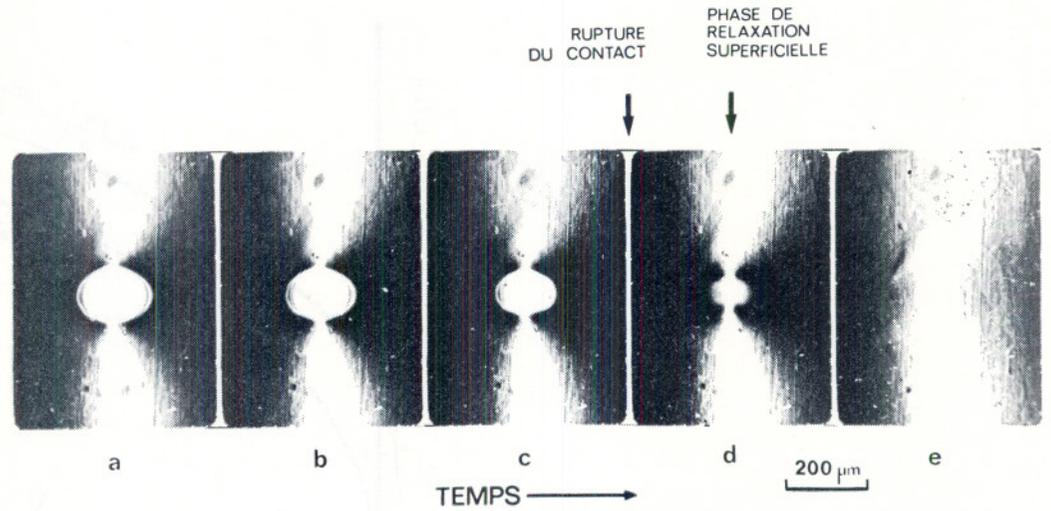
$$W = 106 \text{ ergs/cm}^2$$

L'équation (2) est alors vérifiée avec $\nu = 0,5$, pour $E = 1,6 \cdot 10^7$ dynes/cm², ce qui correspond bien à ce que l'on sait par ailleurs du matériau utilisé.

Les vues a, b, c, d et e de la figure 19, prises à $1/64^\circ$ de seconde d'intervalle au cours d'une expérience où l'on fait croître lentement la force tendant à séparer les surfaces, illustrent le décollement rapide de la bille au moment où l'on atteint l'aire minimale entre figure 19 c et figure 19 d, tandis que la durée qui sépare les clichés d et e est supérieure au temps nécessaire pour la relaxation de la surface libre (qu'on peut estimer à $1/100$ s).

Lorsqu'on l'on cherche à faire glisser la bille sous faible charge avec une vitesse V constante, contre la plaque de caoutchouc, d'épaisseur 2 mm, dont la face postérieure et les bords sont maintenus fixes, on constate que chaque particule de caoutchouc, située dans une zone circulaire dont le diamètre va en se réduisant au fur et à mesure que le mouvement global progresse, commence par accompagner très exactement la particule de verre à laquelle elle adhère : au début, il y a entraînement total de l'aire de contact, puis partiel. Enfin, lorsque le déplacement a dépassé une certaine valeur δl (qui, dans les expériences précitées, était de l'ordre de $80 \mu\text{m}$ au centre), on peut observer, en tout point de l'aire, un glis-

Fig. 19. — Evolution du rayon de contact au cours du décollment (1/64 s entre chaque cliché, caoutchouc A)



sement relatif à vitesse constante dans le temps, mais variable avec la position du point dans le contact.

Ce régime stationnaire, dans lequel la bille se déplace globalement vis-à-vis du caoutchouc avec la vitesse imposée V , tandis que celui-ci glisse localement avec une vitesse variable, est le régime normal de frottement à vitesse relative V faible. Il doit très vraisemblablement s'interpréter par la théorie, souvent exposée, des sauts moléculaires, dont nous ne faisons que rappeler ici le principe.

On admet que l'effet de l'adhésion est dû à l'attraction moléculaire. Les théories dites « cinéticomoléculaires » considèrent en outre l'adhésion comme un phénomène moléculaire thermiquement activé, c'est-à-dire que les chaînes qui constituent la structure élastique sont flexibles et en mouvement constant d'agitation thermique ; les chaînes dont certains points se trouvent à la surface, se lient avec les molécules du métal ou du verre qui se trouvent vis-à-vis, puis s'en détachent au bout d'un temps qui est de l'ordre de 10^{-5} s à 300 °K pour du caoutchouc (10^2 s à 200 °K)⁵ et chaque fois la liaison peut sauter de $\lambda = 10^{-7}$ cm (10 Å). Dans une expérience statique,

5. Voir par exemple Moore « Friction and Lubrication of Elastomers », p. 201 [8].

sous une charge extérieure normale à la surface, ce mouvement d'agitation thermique n'altère pas les conditions de l'équilibre élastique. Mais dans une expérience comme celle que nous avons décrite, il intervient pour permettre l'adaptation des surfaces en réduisant les contraintes tangentielles créées par la déformation progressive due à l'adhésion. En effet, l'action d'une contrainte tangentielle a pour effet d'orienter les sauts de molécules en leur donnant une direction préférentielle ; cet effet a été calculé par Bartenev [6], en considérant que la présence de la force abaisse la barrière énergétique dans la direction de la force. Tatraux-Paro [7] a repris cette conception en considérant qu'il s'agit de formations et de ruptures successives de jonctions avec le verre d'agrégats moléculaires d'une certaine taille.

Les expériences relatées ici ne contredisent en aucune façon ces points de vue, bien que l'existence du seuil de sollicitation signalé plus haut ne soit pas prévue par la théorie de Bartenev [6].

L'égalité constatée entre les pentes en A et B des courbes de la figure 17 devrait donc servir de point de départ à l'élaboration d'une théorie valable pour les vitesses V inférieures à la vitesse V_c critique, tandis que tout reste à reprendre pour $V > V_c$.

Pour terminer, la figure 20 illustre l'interconnection entre l'adhésion, le frottement du caoutchouc, et le

sens de déplacement du caoutchouc ←

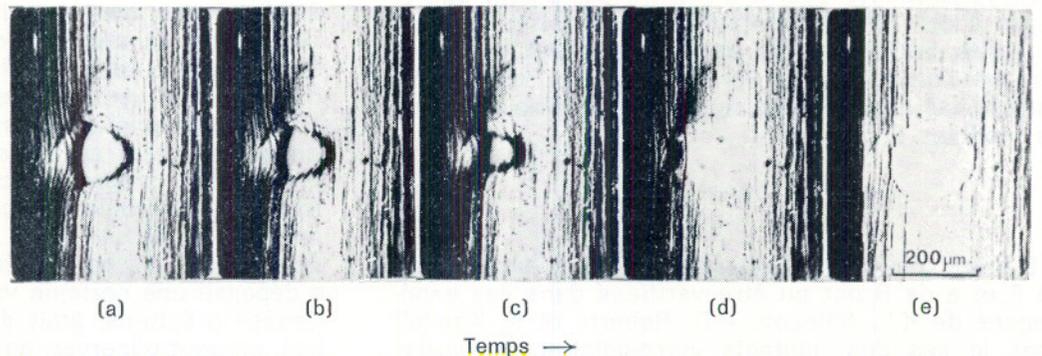


Fig. 20. — Aspects successifs de l'aire de contact d'un frotteur hémisphérique en verre, glissant à charge nulle sur un plan de caoutchouc A irradié aux rayons U.V. (1/64e s entre chaque cliché)

comportement des ondes de Schallmach : sous charge nulle — c'est-à-dire quand le contact est maintenu par les seules forces d'adhésion — on constate que le frottement consiste en une série de décollements complets suivis de recollements comme si une seule onde de Schallmach de forme particulière venait balayer toute l'aire de contact.

V. RESULTATS PARTIELS OBTENUS SUR D'AUTRES MATERIAUX

Les résultats présentés semblent avoir un caractère assez général.

— L'existence d'ondes de Schallmach a été mise en évidence dans une gamme de vitesses allant de V_0 à 10 cm/s, pour le caoutchouc étudié, pour le même matériau chargé de 5 % de silice ou de 5 %

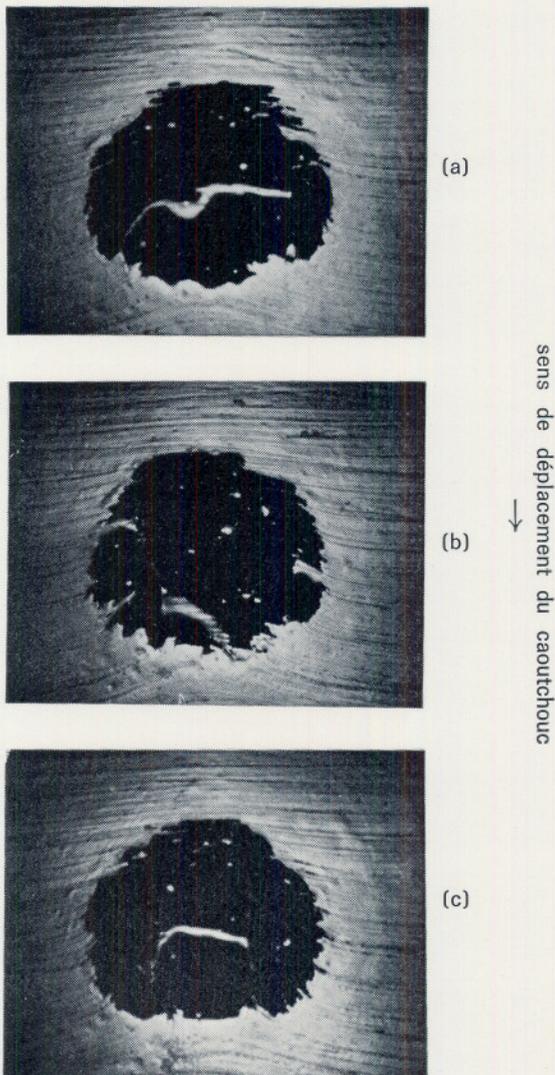


Fig. 21. — Aspects des ondes de Schallmach observées sur un échantillon de SBR chargé à 5 % de noir de carbone (charge : 20 mN — vitesse : 10 $\mu\text{m/s}$)

de noir de carbone, ainsi que, qualitativement, pour un caoutchouc de type industriel (grâce à un montage sommaire avec observation visuelle).

— On a pu produire les ondes de Schallmach dans le cas d'un caoutchouc S.B.R. (figure 21) mais non de la gélatine. Un rapport suffisamment élevé du quotient $\frac{\text{viscosité}}{\text{élasticité}}$ paraît une condition nécessaire de la formation des ondes.

VI. CONCLUSIONS

— Plusieurs des résultats obtenus au cours de l'étude sont nouveaux : existence d'une vitesse critique V_0 pour la formation des ondes de Schallmach, associés à une discontinuité dans la résistance de frottement ; mécanisme visco-élastique du processus de formation de ces ondes par déformation de la surface et collage en avant de l'aire de contact ; dissymétrie de la distribution des déplacements tangentiels sur la surface ; existence d'ondes de Schallmach sur du caoutchouc de type industriel et sur d'autres matériaux viscoélastiques ; disparition des ondes de Schallmach lorsque la température s'élève, en accord avec les lois W.L.F.

— Sur un plan fondamental, ces résultats imposent une révision des théories antérieures du frottement du caoutchouc qui ne peuvent plus être considérées comme valables, strictement parlant, que pour des vitesses de glissement inférieures à la vitesse critique V_0 . Les mesures présentées ici ne concernent encore qu'une petite partie des phénomènes que l'on devrait soumettre à une étude approfondie : il sera nécessaire pour commencer de compléter les mesures des déplacements, en les étendant à tous les points de l'aire de contact — au lieu du seul axe de symétrie —, et cela pour une gamme élargie de valeurs des paramètres : vitesse, charge et nature des matériaux.

— Sur un plan technique, la question qui se pose est celle du degré réel d'intervention des ondes de Schallmach dans le frottement de roulement. Cette question peut être abordée de deux façons :

1° par la réalisation d'un appareillage de laboratoire (dérivé de celui qui a été présenté ici) approprié à la visualisation des ondes dans la partie de l'aire du contact roulant où apparaît un glissement partiel lors de la traction, du freinage ou de la dérive.

2° par l'observation à petite échelle des phénomènes qui se produisent dans l'aire de contact d'un pneu et d'une surface transparente pour ces mêmes conditions cinématiques, ce qui représente la mise en œuvre de gros moyens expérimentaux.

Il nous paraît nécessaire de commencer par l'étude des contacts à sec, pour des raisons de reproductibilité, et de définition de l'énergie interfaciale des corps en présence.

— Enfin, la méthode présentée pourrait être mise à profit pour caractériser des modifications superficielles de certains composés polymériques ; le cas du caoutchouc irradié au rayonnement ultra-violet illustre les conditions d'une telle utilisation.

REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à exprimer leur gratitude au Service Technique de l'Aéronautique (ministère des Armées) pour le soutien financier accordé à ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. SCHALLAMACH — « How does rubber slide ? »
Wear, vol. 17, 1971, p. 301-312.
- [2] M. BARQUINS, P. THIRION et R. COURTEL — « Sur les déformations dues au frottement du caoutchouc ».
C. R. Acad. Sc. Paris, t. 277, A, 1973, p. 479-481.
- [3] M. BARQUINS et R. COURTEL — « Sur une quasi-discontinuité de la résistance au frottement du caoutchouc au voisinage de la vitesse critique d'apparition des ondes de Schallamach ».
C. R. Acad. Sc. Paris, t. 278, B, 1974, p. 551-554.
- [4] M. BARQUINS, D. MAUGIS et R. COURTEL — « Figure d'équilibre d'une surface de caoutchouc sous l'action de frottement d'une bille de verre ».
C. R. Acad. Sc. Paris, t. 279, B, 1974, p. 565-568.
- [5] K.L. JOHNSON, K. KENDALL et A.D. ROBERTS — « Surface energy and the contact of elastic solids ».
Proc. Roy. Soc. Lond., A., vol. 324, 1971, p. 301-313.
- [6] G.M. BARTENEV et A.I. ELKIN. — « Friction properties of high elastic materials ».
Wear, vol. 8 ; 1965, p. 8-21.
- [7] J.M. TATRAUX-PARO — « Théories du frottement d'adhésion viscoélastique par processus de rupture d'agrégats moléculaires ».
Cahiers du Groupe Français de Rhéologie, Tome III, n° 3, 1973, p. 123-127.
- [8] D.F. MOORE — « The friction and lubrication of elastomers ».
Pergamon Press — Oxford 1972 — 288 pages.

Contribution à l'étude théorique du contact élastique d'un frotteur cylindrique glissant sur un massif élastique*

par H.D. BUI et K. DANG-VAN, Laboratoire de Mécanique des solides — Ecole Polytechnique — Ecole nationale supérieure des Mines de Paris, et Centre des Renardières, E.D.F. (Moret s/Loing - 77).

RESUME

On étudie le problème bidimensionnel du poinçon circulaire rigide ou élastique glissant sur un massif élastique de nature identique ou différente. On donne la solution explicite exacte en supposant un frottement de Coulomb. On montre que le contact est généralement dissymétrique ainsi que la distribution de pression et de cisaillement, sauf dans deux cas : pas de frottement (problème de Hertz), et matériaux constitutifs du cylindre et du massif identiques. On aborde le problème dans le cas d'un coefficient de frottement variable.

SUMMARY

The paper deals with the twodimensional problem of a rigid circular punch gliding with friction on an elastic half plane. Exact solution is given for the contact area, the distribution of pressure and shear, and the longitudinal strain. It is shown that all these distributions are dissymmetric except two cases : gliding without friction and gliding with friction between two identical materials. The problem of a variable friction is also examined in the paper.

I. POSITION DU PROBLEME

Le problème du contact élastique avec frottement entre deux solides a fait, jusqu'à présent, l'objet de nombreuses études, tant du point de vue théorique qu'expérimental. Pourtant, les résultats obtenus jusqu'à ce jour n'apportent qu'une réponse partielle aux multiples questions qui se posent, et qui restent encore largement ouvertes. Parmi ces problèmes, distinguons celui du contact de deux solides en translation relative l'un par rapport à l'autre (problème I) qui nous intéresse plus particulièrement ici, et celui du contact de deux solides en roulement relatif (problème II) que nous laisserons de côté. Notons toutefois que depuis Carter [1]**, on a une méthode pour étudier théoriquement le problème d'une roue élastique roulant à une vitesse uniforme sur un massif élastique de même nature par superposition de solutions du problème I.

Le problème du contact élastique avec frottement du type I peut être posé sous la forme générale suivante : on a un frotteur (que nous supposons ici rigide ou élastique), se déplaçant par translation sur

un massif élastique, la vitesse de translation pouvant tendre vers zéro (cas du glissement commençant). On impose donc une force F connue, et un couple M a priori inconnu, car il dépend du contact, et qui empêche le frotteur de tourner (*figure 1*). On cherche à déterminer la distribution de pression $p(x)$ et de cisaillement $\tau(x)$ sous le poinçon ainsi que celle des déplacements sur toute la surface du massif. Une fois p et τ connus, M est déterminé ainsi que le rapport $f = \frac{p}{\tau}$ qui permet d'étudier la nature du frottement.

Ce problème d'énoncé relativement simple est pourtant très délicat à résoudre, même en supposant les lois du frottement de Coulomb — ce que nous

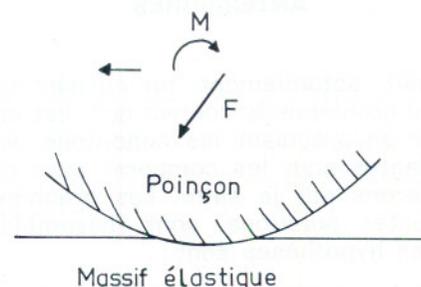


Fig. 1

* Conférence prononcée au Colloque annuel du Groupe français de Rhéologie, le 16 janvier 1975.

** Les chiffres entre crochets renvoient à la bibliographie en fin d'article.

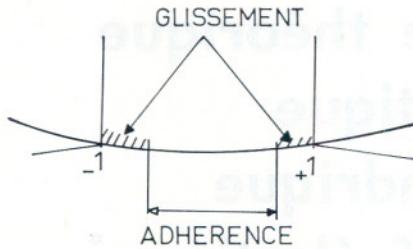


Fig. 2

ferons désormais. On a, en effet, affaire à un problème aux limites mixtes d'un type très particulier dans lequel il peut y avoir des glissements dans certaines zones ($|\tau| = fp$). En outre, les régions correspondantes ainsi que l'aire du contact ne sont pas connues à l'avance (figure 2); l'unicité de la solution n'est pas assurée.

Nous nous limitons, dans ce travail, à l'étude d'un poinçon cylindrique (rigide ou élastique) qui glisse sur la surface d'un demi espace élastique. La relation $|\tau| = fp$ est donc vérifiée dans toute la zone du contact, et le problème est plan. Sa formulation sous forme d'une équation intégrale de Carlemann (équation 5) nous permet de déduire sous forme explicite la distribution de pression, et celle du cisaillement sous le poinçon pour différentes formes de celui-ci. Pour certains cas que nous étudions, nous retrouvons les solutions trouvées antérieurement par d'autres auteurs et par des méthodes différentes plus compliquées.

Les résultats que nous obtenons montrent que :

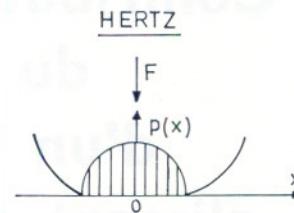
- La pression (donc le cisaillement) n'est pas distribuée symétriquement sur la zone de contact, sauf lorsque $f = 0$ (frottement nul), ou lorsque les matériaux constitutifs du cylindre et du massif sont identiques.
- L'aire du contact dépend d'une certaine « dureté » relative des deux matériaux. Si le matériau du poinçon est plus « dur » que celui du massif, l'aire de contact est décalée vers l'arrière du cylindre; sinon, c'est le contraire qui se produit.

II. RAPPEL DE QUELQUES SOLUTIONS ANTERIEURES

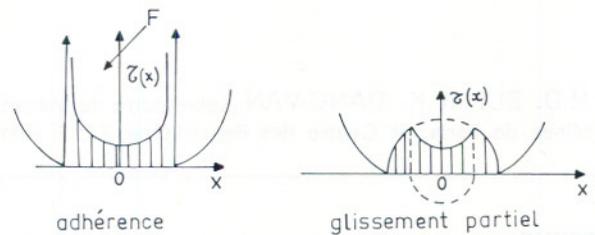
On connaît, actuellement, un certain nombre de solutions au problème du contact qu'il est intéressant de rappeler en précisant les conditions aux limites correspondantes pour les comparer avec celles que nous étudierons par la suite. Les graphiques, pour ces différentes solutions, sont rassemblés sur la figure 3. Les hypothèses sont :

- La zone de contact est petite vis-à-vis des dimensions du poinçon.

INDUSTRIE MINERALE



MINDLIN



MUSKHELISVILI

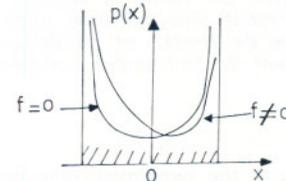


Fig. 3

- Il n'y a pas de changement de géométrie important.

Dans ce qui suit, nous noterons par $u(x)$ et $v(x)$ les deux composantes du déplacement des points de la surface du massif.

Solution de Hertz

Il n'y a pas de frottement ($f = 0$); la force F est purement verticale. Pour un poinçon cylindrique de forme circulaire, la distribution de pression donnée par :

$$p(x) = K(1 - x^2)^{1/2}$$

est symétrique.

Hamilton et Goodman [2] ont utilisé la solution de Hertz pour évaluer les contraintes à l'intérieur du massif élastique dans le cas où il existe un frottement limite provoquant le glissement sur toute la surface de contact donnée par :

$$\tau(x) = fK(1 - x^2)^{1/2}$$

Comme nous le verrons au paragraphe V, une telle distribution n'est possible que si le matériau constitutif du frotteur est identique à celui du massif.

Solutions de Mindlin [3]

Mindlin a étudié le problème du contact de deux sphères identiques avec adhérence totale ($u = \text{constante}$), en supposant que la zone du contact est celle donnée par Hertz. La distribution de cisaillement trouvée est symétrique et infinie au voisinage des bords, car l'hypothèse d'une adhérence totale revient à postuler un frottement très grand. Mindlin en conclut que l'adhérence totale est peu physique et qu'il doit y avoir une région de glissement sur le pourtour en forme d'anneau. Une solution correspondante est obtenue par superposition de deux distributions Hertzienne tangentielles, et peut s'appliquer à l'étude du glissement partiel commençant.

Solution de Spence [4]

Le problème étudié est analogue au premier problème de Mindlin. On a un poinçon rigide qu'on enfonce verticalement sur un massif en supposant qu'il y a une adhésion complète ($u = 0, v = v(x)$) donné par la forme du poinçon.

Solution de Muskhelishvili [5]

Muskhelishvili a donné une formulation complète applicable à l'étude des problèmes de contact entre un poinçon rigide et un massif élastique basée sur l'utilisation des potentiels complexes. Une solution explicite est obtenue dans le cas des poinçons plats. La distribution de pression est généralement dissymétrique ($f \neq 0$) et singulière aux deux extrémités.

III. FORMULATION DU PROBLEME

On suppose que le poinçon glisse vers la gauche sur le demi plan élastique $y \leq 0$. La déformation est plane. On choisit l'échelle des longueurs et les axes de telle façon que la base du contact est l'intervalle $(-1, 1)$. Si $u(x)$ et $v(x)$ sont les composantes du déplacement de la droite $y = 0$, leurs dérivées sont reliées aux contraintes $p(x)$ et $\tau(x)$ par les relations de Galin [6].

$$\frac{\pi E}{2(1-\nu^2)} u'(x) = -\frac{\pi(1-2\nu)}{2(1-\nu)} p(x) + \int_{-1}^{+1} \frac{\tau(t) dt}{t-x} \quad (1)$$

$$\frac{\pi E}{2(1-\nu^2)} v'(x) = -\frac{\pi(1-2\nu)}{2(1-\nu)} \tau(x) - \int_{-1}^{+1} \frac{p(t) dt}{t-x} \quad (2)$$

Signalons également les relations duales de celles-ci établies par Bui [7].

$$-p(x) + \frac{E(1-2\nu)}{(1+\nu)(3-4\nu)} u'(x) = -\frac{2E(1-2\nu)}{\pi(1+\nu)(3-4\nu)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v'(t) dt}{t-x} \quad (3)$$

$$-\tau(x) + \frac{E(1-2\nu)}{(1+\nu)(3-4\nu)} v'(x) = +\frac{2E(1-2\nu)}{\pi(1+\nu)(3-4\nu)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u'(t) dt}{t-x} \quad (4)$$

Si on connaît avec suffisamment de précision $u'(x)$ et $v'(x)$ par des mesures expérimentales, les équations (3) et (4) permettent de calculer les contraintes $p(x)$ et $\tau(x)$ et par là de déterminer les lois du frottement local.

Si on se donne la loi du frottement, l'utilisation de la relation (2) permet de calculer la distribution de contrainte. Dans le cas d'un frottement de Coulomb ($\tau(x) = -fp(x)$) la relation (2) s'écrit :

$$\frac{\pi E}{2(1-\nu^2)} v'(x) = \frac{\pi(1-2\nu)}{2(1-\nu)} fp(x) - \int_{-1}^{+1} \frac{p(t) dt}{t-x} \quad (5)$$

$v'(x)$ est une fonction connue donnée par la forme initiale du poinçon. C'est une équation intégrale de Carleman dont l'inconnue est p . La théorie générale de l'équation (5) est donnée dans [8] et [9]. Deux types de solutions sont possibles :

Solution singulière

$$p(x) = -\frac{\beta f E}{2(1+\beta^2 f^2)(1-\nu^2)} v'(x) + \frac{E Z(x)}{2(1+\beta^2 f^2)(1-\nu^2)} \left[\int_{-1}^{+1} \frac{v'(t) dt}{Z(t)(t-x)} + C^{\text{ste}} \right] \quad (6)$$

avec $Z(x) = (1+\beta^2 f^2)^{1/2} (1+x)^{-\theta} (1-x)^{\theta-1}$

où on a posé $\beta = \frac{2\nu-1}{2(1-\nu)}$

$$\theta = \frac{1}{2\pi} \text{Arg} \frac{\beta f - i}{\beta f + i}$$

Remarquons que $0 < \theta \leq 0.5$ et que $\theta = 0.5$ pour $f = 0$.

Solution régulière

Cette solution existe et est donnée par

$$p(x) = - \frac{\beta f E}{2(1 + \beta^2 f^2)(1 - \nu^2)} v'(x) + \frac{E Z(x)}{2(1 + \beta^2 f^2)(1 - \nu^2)} \int_{-1}^{+1} \frac{v'(t)}{(t-x)Z(t)} dt \quad (7)$$

avec $Z(x) = (1 + \beta^2 f^2)^{1/2} (1+x)^{1-\theta} (1-x)^\theta$

si la condition d'orthogonalité suivante est vérifiée

$$\int_{-1}^{+1} \frac{v'(t)}{Z(t)} dt = 0 \quad (8)$$

IV. APPLICATION AU POINÇON RIGIDE GLISSANT SUR UN MASSIF ELASTIQUE

1. Poinçon plat rigide

$v'(x) = 0$, la seule solution régulière est la solution triviale $p(x) = 0$. La solution singulière est :

$$p(x) = \frac{K}{(1 + \beta^2 f^2)^{1/2}} (1-x)^{-\theta} (1+x)^{\theta-1}$$

$$\tau(x) = -f p(x)$$

C'est la solution donnée par Mushkelishvili [5]. Elle s'applique bien au problème d'un outil de coupe. La constante K se détermine en écrivant que la résultante des pressions équilibre la composante verticale

de la force appliquée. La distribution $p(x)$ est dissymétrique sauf quand le frottement est nul. Dans ce cas $\theta = 0.5$ et

$$p(x) = \frac{F_y}{\pi(1-x^2)^{1/2}}$$

2. Poinçon circulaire rigide

$$v(x) = \frac{(x-\alpha)^2}{2R} + \text{cste}$$

$$v'(x) = \frac{x-\alpha}{R} \quad |x| \leq 1$$

α désignant l'abscisse du centre du cylindre rapporté aux axes $(-1 + 1)$ défini précédemment.

On s'intéresse ici aux solutions régulières. D'après la condition d'orthogonalité (8), une telle solution n'existe que si

$$\int_{-1}^{+1} \frac{(x-\alpha)}{R} \frac{dx}{(1+x)^{1-\theta} (1-x)^\theta} = 0 \quad \text{avec } \theta \leq 0.5 \quad (9)$$

soit $\alpha l_0 = l_1$ en posant

$$l_0 = \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{(1+x)^{1-\theta} (1-x)^\theta}$$

$$l_1 = \int_{-1}^{+1} \frac{x dx}{(1+x)^{1-\theta} (1-x)^\theta}$$

Remarquant que

$$l_1 + l_0 = \int_{-1}^{+1} \left(\frac{1+x}{1-x} \right)^\theta dx = \left[(x-1) \left(\frac{1+x}{1-x} \right)^\theta \right]_{-1}^1 + 2\theta \int_{-1}^1 \frac{dx}{(1+x)^{1-\theta} (1-x)^\theta} = 2\theta l_0$$

la relation (9) s'écrit

$$\alpha = 2\theta - 1 \quad (10)$$

Pour $f \neq 0$, α est négatif, c'est-à-dire que la zone du glissement est décalée vers l'arrière du poinçon (figure 4).

La distribution de pression sous le poinçon est donnée par

$$\frac{2R(1 + \beta^2 f^2)(1 - \nu^2)}{E} p(x) = -\beta f(x - \alpha) + (1+x)^{1-\theta} (1-x)^\theta \int_{-1}^1 \frac{(t-x) dt}{(t-x)(1+t)^{1-\theta} (1-t)^\theta}$$

Le calcul de l'intégrale est fait dans l'annexe. On trouve :

$$p(x) = \frac{E}{2(1 - \nu^2) R (1 + \beta^2 f^2)^{1/2}} (1+x)^{1-\theta} (1-x)^\theta \quad (11)$$

Le rayon R est alors fixé par la donnée de la force verticale P .

La distribution de pression est dissymétrique pour $f \neq 0$. Lorsqu'il n'y a pas de frottement, on retrouve la distribution de Hertz classique. Les résultats indiqués sur les formules (10) et (11) ont déjà été trouvés sous une forme analogue par Erdogan, Gupta et Cook [10], en utilisant une méthode différente basée

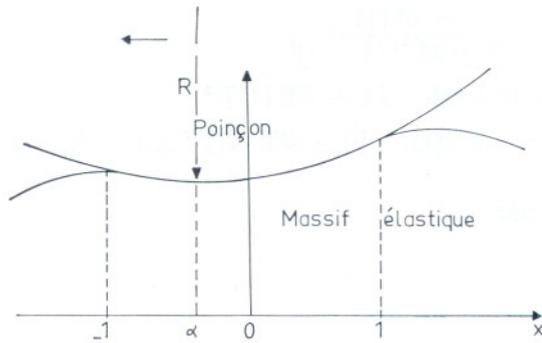


Fig. 4

sur les polynômes de Jacobi. L'emploi de la théorie de Carlemann permet d'obtenir plus facilement le résultat par quadrature.

Il est intéressant de calculer $\epsilon_{xx}(x)$ par la relation (1), car cette quantité peut être mesurée. Les courbes $p(x)$ et $\epsilon_{xx}(x)$, pour différentes valeurs de θ et du coefficient de frottement f , sont données sur les figures 5 et 6. La courbe $\epsilon_{xx}(x)$ est également dissymétrique, et présente un point de rebroussement à l'arrière du poinçon. On peut comparer la distribution de $\epsilon_{xx}(x)$ théorique avec celle obtenue expérimentalement par Barquin, Courtel et Maugis [11] en utilisant une bille de verre frottant sur un massif de caoutchouc. Les auteurs cités ont mesuré, dans la zone centrale, la déformation $\epsilon_{xx}(x)$ représentée en pointillés sur la figure 7. Ils ont également observé un pic de déformation à l'arrière du poinçon. Notons toutefois que la zone de contact observée ne coïncide pas tout à fait avec celle prévue par la théorie élastique associée avec la loi de Coulomb.

3. Poinçon circulaire rigide avec frottement variable

La théorie précédente peut être étendue au cas où le coefficient de frottement est variable, et dépend de la position x du point considéré vis-à-vis de la zone de contact. Faisons, pour cela, l'hypothèse que le terme caractérisant le frottement est développable sous la forme :

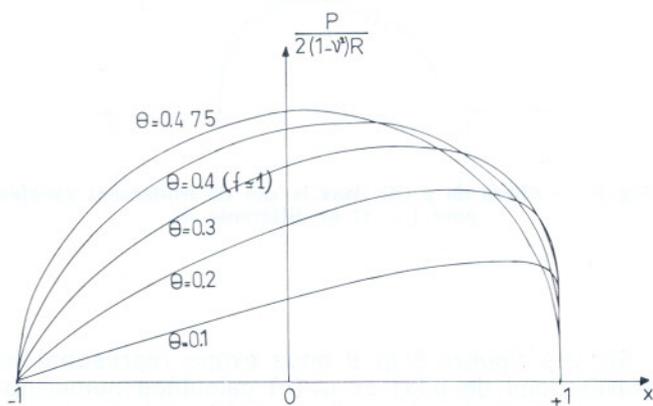


Fig. 5

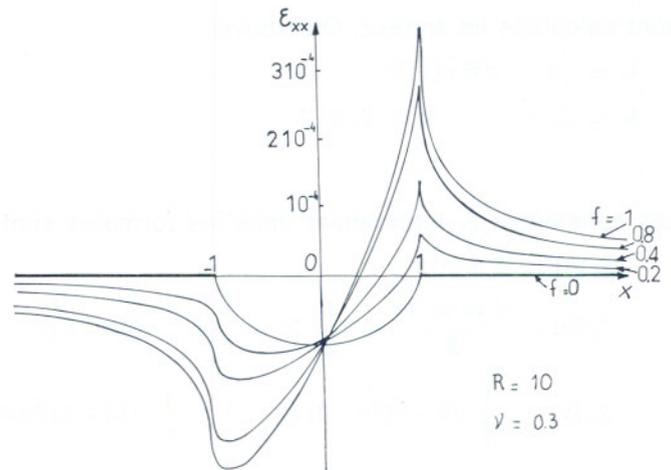


Fig. 6

$$\frac{1}{[1 + \beta^2 f^2(t)]^{1/2}} = \frac{1}{(1 + \beta^2 f_0^2)^{1/2}} (1 + k_1 t + k_2 t^2 + \dots)$$

où les k_i sont des constantes.

On peut montrer que les résultats de la théorie de Carlemann s'appliquent encore si on suppose que $f(1) = f(-1)$.

Grace aux formules de Mushkhelishvili rappelées en annexe, la condition (8) peut être calculée exactement ainsi que les intégrales intervenant dans (7).

A titre d'exemple étudions le cas où

$$\frac{1}{[1 + \beta^2 f^2(t)]^{1/2}} = \frac{1}{(1 + \beta^2 f_0^2)^{1/2}} [1 + lt + mt^2 - lt^3]$$

la condition $f(1) = f(-1)$ est vérifiée. Les intégrales utiles du type

$$I_n = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^{+1} \frac{t^n dt}{(1+t)^{1-\theta} (1-t)^\theta}$$

$$J_n = -\frac{1}{\pi} \int_{-1}^{+1} \frac{t^n dt}{(1+t)^{1-\theta} (1-t)^\theta (t-x)}$$

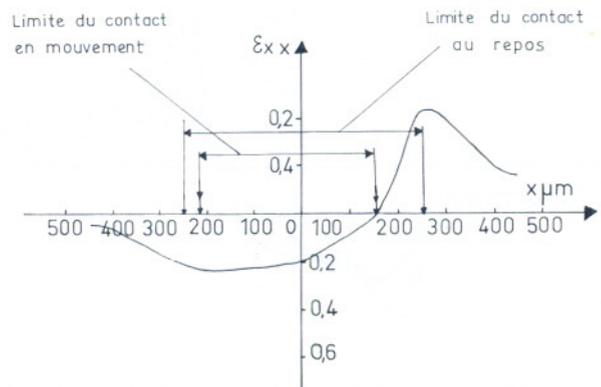


Fig. 7

sont calculées en annexe. On trouve

$$l_0 = [1 + \beta^2 f^2(1)]^{1/2}$$

$$l_k = \xi_k l_0 \quad k = 2, 3, 4$$

$$J_0(x) = \frac{-\beta f(1)}{(1+x)^{1-\theta} (1-x)^\theta}$$

$$J_1(x) = x J_0(x) - [1 + \beta^2 f^2(1)]^{1/2}$$

$$J_k(x) = x J_{k-1}(x) - [1 + \beta^2 f^2(1)]^{1/2} \xi_{k-1} \quad k = 2, 3, 4$$

Les constantes ξ_k intervenant dans les formules sont reliées à θ par

$$\xi_1(\theta) = 2\theta - 1$$

$$\xi_2(\theta) = \frac{\theta(\theta+1)}{2} + \frac{1}{2}(\theta-1)(\theta-2) + \theta(\theta-1)$$

$$\xi_3(\theta) = \frac{1}{6}(\theta-1)(\theta-2)(\theta-3) + \frac{1}{6}\theta(\theta+1)(\theta+2) + \frac{1}{2}\theta(\theta-1)(\theta-2) + \frac{1}{2}\theta(\theta+1)(\theta-1)$$

$$\xi_4(\theta) = \frac{1}{24}(\theta-1)(\theta-2)(\theta-3)(\theta-4) + \frac{1}{24}\theta(\theta+1)(\theta+2)(\theta+3) + \frac{1}{6}\theta(\theta-1)(\theta-2)(\theta-3) + \frac{1}{6}\theta(\theta+1)(\theta+2)(\theta-1) + \frac{1}{4}\theta(\theta+1)(\theta-1)(\theta-2)$$

La condition d'existence de solution régulière s'écrit sous la forme

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{(t-\alpha)(1+lt+mt^2-lt^3) dt}{(1+t)^{1-\theta} (1-t)^\theta} = 0$$

soit

$$-\alpha l_0 + (1-\alpha) l_1 + (l-\alpha m) l_2 + (m+\alpha) l_3 - l l_4 = 0$$

c'est-à-dire compte tenu des valeurs de l_1, l_2, l_3, l_4 ,

$$\alpha(\theta) = \frac{\xi_1 + l\xi_2 + m\xi_3 - l\xi_4}{1 + l\xi_1 + m\xi_2 - l\xi_3}$$

relation qui définit l'abscisse de la projection du cylindre sur la zone de contact. La solution en $p(x)$ est alors donnée par

$$\frac{2(1-\nu^2)R(1+\beta^2 f_0^2)}{E} p(x) = -\beta f(x)(x-\alpha)[1+lx+mx^2-lx^3]^2 + \beta f(1)[1+lx+mx^2-lx^3][-\alpha+(1-\alpha)x+(l-\alpha m)x^2+(m+\alpha)x^3-lx^4] + [1+\beta^2 f^2(1)]^{1/2}[1+lx+mx^2-lx^3](1+x)^{1-\theta}(1-x)^\theta[1-l\alpha+(l-\alpha m)(x+\xi_1)+(m+\alpha)(x^2+\xi_1 x+\xi_2)-l(x^3+\xi_1 x^2+\xi_2 x+\xi_3)]$$

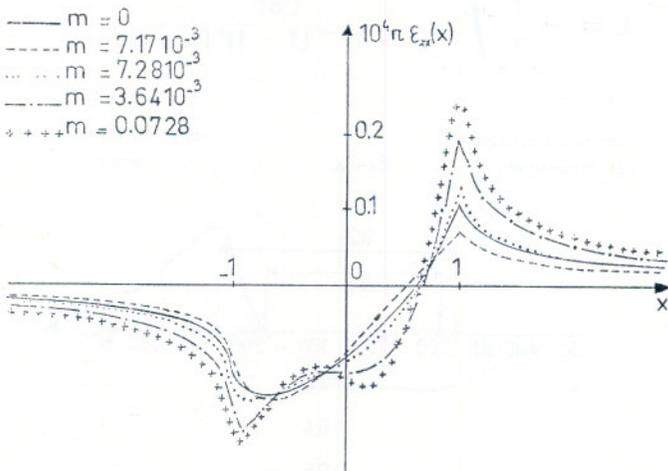


Fig. 8. — Allure de $\epsilon_{xx}(X)$ dans le cas du frottement variable pour $l = 0$ et différents m

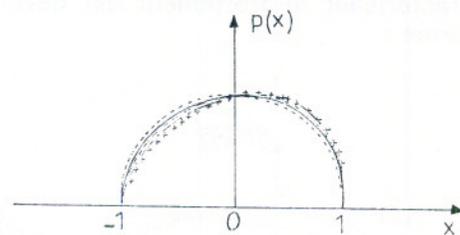


Fig. 9. — Allure de $p(X)$ dans le cas du frottement variable pour $l = 0$ et différents m

Sur les figures 8 et 9 nous avons représenté les distributions de $p(x)$ et $\epsilon_{xx}(x)$ calculées numériquement à partir des formules précédentes pour $l = 0$ et différentes valeurs de m faible devant 1. On dis-

pose ainsi d'une méthode de calcul qui permet de mieux ajuster les coefficients pour traduire des résultats expérimentaux compliqués.

V. CAS D'UN POINÇON ELASTIQUE GLISSANT SUR UN MASSIF ELASTIQUE

Notons avec le signe (-) les quantités se rapportant au massif élastique occupant le demi-plan inférieur, et avec le signe (+) celles correspondant au poinçon.

Pour le massif élastique, les relations (1) à (4) s'appliquent sans changement.

Pour le poinçon, des équations analogues peuvent être écrites en remarquant que la largeur du contact est généralement petite devant le rayon de courbure.

En particulier, la relation (4), qui lie v' , p et τ peut s'écrire de la façon suivante :

Pour la base :

$$c^- v'^-(x) = + \beta^- \tau^-(x) - \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{p^-(t) dt}{t-x}$$

Pour le poinçon :

$$-c^+ v'^+(x) = -\beta^+ \tau^+(x) - \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{p^+(t) dt}{t-x}$$

où on a posé

$$c^\pm = \frac{E^\pm}{2[1 - (v^\pm)^2]}$$

$$\beta^\pm = \frac{2v^\pm - 1}{2(1 - v^\pm)}$$

On en déduit facilement la relation :

$$v'^-(x) - v'^+(x) =$$

$$\left(\frac{\beta^+}{c^+} - \frac{\beta^-}{c^-}\right) fp(x) - \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{c^+} + \frac{1}{c^-}\right) \int_{-1}^1 \frac{p(t) dt}{t-x}$$

$$\text{avec } p(x) = p^-(x) = p^+(x) > 0 \quad (12)$$

Remarquant que :

$$v^-(x) - v^+(x) = g(x)$$

où $g(x)$ est la courbe définissant la forme du poinçon dans la zone du contact *avant déformation*, on est ramené à l'étude de l'équation de Carlemann.

$$C g'(x) = B f p(x) - \int_{-1}^1 \frac{p(t)}{t-x} dt$$

où on a posé :

$$C = \frac{c^+ c^-}{c^+ + c^-} > 0$$

$$B = C \left[\frac{\beta^+}{c^+} - \frac{\beta^-}{c^-} \right] = C \left[\frac{v^-}{\lambda^-} - \frac{v^+}{\lambda^+} \right]$$

La solution dépend du signe de $\left(\frac{v^-}{\lambda^-} - \frac{v^+}{\lambda^+}\right)$ qui caractérise, puisque le coefficient de Poisson ne varie pas beaucoup d'un matériau à un autre, une certaine rigidité relative du poinçon par rapport à la base. Cette solution est donnée par :

$$p(x) = \frac{\pi B C}{1 + \beta^{2\theta}} \frac{(x - \alpha)}{R} + \frac{\pi C}{1 + \beta^{2\theta}} Z(x) \int_{-1}^1 \frac{t - \alpha}{Z(t)(t - \alpha)} dt$$

où

$$Z(x) = (1 + \beta^{2\theta})^{1/2} (1 + \varepsilon x)^{1-\theta} (1 - \varepsilon x)^\theta$$

$$\varepsilon = +1 \text{ (resp } -1) \text{ si } \left(\frac{v^-}{\lambda^-} - \frac{v^+}{\lambda^+}\right) > 0 \text{ (resp } < 0)$$

$$\theta = \frac{1}{2\pi} \text{Arg} \frac{|B| f + i}{|B| f - i}$$

soit

$$p(x) = \frac{\pi C}{R(1 + \beta^{2\theta})} (1 + \varepsilon x)^{1-\theta} (1 - \varepsilon x)^\theta \quad (13)$$

La solution précédente n'existe que si :

$$\int_{-1}^1 \frac{x - \alpha}{Z(x)} dx = 0$$

soit :

$$\alpha = 2\theta - 1 \quad \text{si } \left(\frac{v^-}{\lambda^-} - \frac{v^+}{\lambda^+}\right) > 0$$

$$\alpha = 1 - 2\theta \quad \text{si } \left(\frac{v^-}{\lambda^-} - \frac{v^+}{\lambda^+}\right) < 0$$

La zone de contact est décalée vers l'arrière du poinçon (resp. l'avant) si celui-ci est plus rigide que la base (moins rigide). La distribution de pression donnée par (12) est généralement dissymétrique.

A la limite, lorsque les matériaux constitutifs du poinçon et de la base sont identiques, ou lorsqu'il n'y a pas de frottement ($f = 0$), $\alpha = 0$, c'est-à-dire que la zone de glissement est centrée. La distribution de pression correspondante est symétrique, et est du type Hertzien. $\left(\theta = \frac{1}{2}\right)$. Ces cas sont les seuls pour lesquels on a des solutions centrées symétriques.

Cette dernière remarque est importante pour comprendre les travaux de Carter [1], Halmiton et Goodmann [2], et Mindlin [3].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] CARTER F.W. — On the action of a locomotive driving wheel.
Proc. Roy. Soc. A. 112 (1926) p. 151/157.
- [2] HAMILTON G.M., GOODMAN L.E. — The stress field created by a circular sliding contact.
J. Appl. Mech. (1966) p. 371/376.
- [3] MINDLIN R.D. — Compliance of elastic bodies in contact.
J. Appl. Mech. 16 (1949) p. 259.
- [4] SPENCE D.A. — Self similar solutions to adhesive contact problems with incremental loading.
Proc. Roy. Soc. A. 305 (1968) p. 55/80.
- [5] MUSKHELISHVILI N.I. — Some fundamental problems of the mathematical theory of elasticity.
Nordhoff (1963).
- [6] GALIN L.A. — Akad. Nauk. SSSR. Prikl. Mat. Mech. 9, p. 413/424 (1945).
- [7] BUI H.D. — Transformation des données aux limites relatives au demi-plan élastique homogène et isotrope.
Int. J. Solids Structures, Vol. 4, p. 1025/1030 (1968).
- [8] CARLEMANN T. — Arkiv füt Matematik Astronomi und Fysik Band 16, N° 26 (1922).
- [9] YAO-TSU WU, T. WITNEY. — A.K. ZAMM 53, p. 737/749 (1973).
- [10] ERDOGAN F., GUPTA G.D., COOK T.S. — Method of analysis and solutions of crack problems.
Ed. George Sih. Nordhoff.
Int. Publishing p. 368/425 (1973).
- [11] BARQUINS M., COURTEL M., MAUGIS D. — Comptes rendus, Acad. Sc. Paris, t. 279, Série B, p. 565/568 (1974).

ANNEXE

Soit à calculer les intégrales du type.

$$\frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \frac{t^{m-1} f(t) dt}{X_p(t)} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \frac{f(t) dt}{X_p(t)(t-z)}$$

où $X_p(z) = \prod_{l=1}^p (z - c_l) \prod_{k=1}^n (z - b_k)^{\gamma-1} (z - a_k)^{-\gamma}$,

$$0 \leq \gamma = \frac{\text{Log } g}{2i\pi} \leq \frac{1}{2}, \quad g \in z, \quad |g| = 1$$

Γ est constitué de n arcs d'extrémités a_k et b_k

$f(t)$ est un polynome en t de degré m

Pour z grand $\frac{f(z)}{X_p(z)}$ admet un développement de la forme :

$$\frac{f(z)}{X_p(z)} = \alpha_q z^q + \alpha_{q-1} z^{q-1} + \dots + \alpha_0 + \alpha_{-1} z^{-1} + \alpha_{-2} z^{-2} + \dots$$

ou $q = n - p + m$

Les formules de Muskhelishvili permettent de calculer les intégrales précédentes. On a (cf ref [5])

(a) $\frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \frac{t^{m-1} f(t) dt}{X_p(t)} = \frac{-2i \alpha_{-m}}{1-g}$

(b) $\frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \frac{f(t) dt}{X_p(t)(t-z)} = \frac{2i}{1-g} \left[\frac{f(z)}{X_p(z)} - \alpha_q z^q - \dots - \alpha_0 \right]$

Appliquons ces résultats aux calculs des intégrales I_k et J_k

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{dt}{(1+t)^{1-\theta} (1-t)^\theta}$$

Remarquons que :

$$(t+1)^{1-\theta} (t-1)^\theta = [(t+1)(t-1)] [(t-1)^{\theta-1} (t+1)^{-\theta}] = X_2(t)$$

avec $\theta = \gamma = \frac{1}{2\pi} \text{Arg } g$

$$\int_{-1}^1 \frac{dt}{(t+1)^{1-\theta} (t-1)^\theta} = \int_{-1}^1 \frac{dt}{X_2(t)} = \int_{-1}^{+1} \frac{(1-t) dt}{X_3(t)}$$

avec : $f(t) = 1-t$ de deg 1., $X_3(t) = (1-t) X_2(t)$

donc :

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{f(t) dt}{X_3(t)} = \frac{-2i}{1-g} \alpha_{-1} = \frac{+2i}{1-g} \quad \text{car } \alpha_{-1} = -1;$$

en effet :

$$\frac{f(z)}{X_3(z)} = \frac{1}{(1+z)^{1-\theta} (1-z)^\theta} = - \left[\frac{1}{z} + (2\theta-1) \frac{1}{z^2} + \dots \right]$$

pour z grand

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{dt}{(1+t)^{1-\theta} (1-t)^\theta} = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^{+1} \frac{dt}{e^{-i\pi\theta} (1+t)^{1-\theta} (t-1)^\theta}$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_{-1}^{+1} \frac{\sqrt{g} dt}{(t+1)^{1-\theta} (t-1)^\theta} = +2i \frac{\sqrt{g}}{1-g} = (\beta^2 + 1)^{1/2}$$

d'après la définition de g.

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{t dt}{(1+t)^{1-\theta} (1-t)^\theta}$$

$m = 1 \quad \frac{z}{(z+1)^{1-\theta} (z-1)^\theta} = 1 + \frac{1}{z} (2\theta-1) + \dots$ d'où $\alpha_{-1} = 2\theta - 1$

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{t dt}{(t+1)^{1-\theta} (t-1)^\theta} = - \frac{2i (2\theta-1)}{1-g}$$

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{t dt}{(1+t)^{1-\theta} (1-t)^\theta} = - \frac{2ig^{1/2} (2\theta-1)}{1-g} = (2\theta-1) (1+\beta^2)^{1/2}$$

La généralisation à $I_k, k > 1$ se fait facilement.

Pour k impair = $2l + 1$

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{t^{2l+1} dt}{(t+1)^{1-\theta} (1-t)^\theta}$$

il suffit d'appliquer directement la

relation (a) en prenant pour $m = l + 1$

Pour k pair = $2l$, on a à calculer :

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{t^{2l} dt}{(t+1)^{1-\theta} (1-t)^\theta} = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{t^{2l} dt}{X_2(t)}$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{t^{2l-1} (t^{2l}) dt}{X_{2l+1}(t)}$$

où $X_{2l+1}(t) = t^{2l-1} X_2(t)$. On prend t^{2l} pour $f(t)$ et on applique la formule de Muskhelishvili (a).

L'évaluation des intégrales J_k se fait de façon analogue à partir de la formule (b).

Remarques* sur l'ensemble des résultats obtenus par MM. Maugis, Barquins et Bui

par R. COURTEL, directeur de recherche au C.N.R.S., Equipe de recherche de Mécanique des surfaces, 1, place A.-Briand, 92190 Meudon Bellevue

Les travaux qui ont été présentés aujourd'hui par MM. Maugis, Barquins et Bui respectivement, font partie d'une étude d'ensemble menée par l'Equipe de recherche de Mécanique des surfaces du C.N.R.S. et le laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Polytechnique.

Les observations expérimentales de M. Barquins, concernant le frottement du caoutchouc contre le verre, ont attiré l'attention sur trois facteurs qui interviennent dans le problème étudié :

a) L'adhésion, responsable des forces qui maintiennent le contact entre le verre et le caoutchouc à charge faible ou nulle ; on sait à peu près chiffrer son influence globale sur l'équilibre du système, suivant la théorie de K.L. Johnson, présentée par M. Maugis, mais on ne sait pas la faire intervenir comme un ensemble de forces élémentaires qui seraient définies en chaque point de l'aire de contact ; par conséquent, on ne sait pas relier son action à celle des forces d'origine purement élastique qui agissent simultanément.

b) Ces dernières ont été prises en compte par M. Bui sans considérer l'adhésion. Grâce à la souplesse des hypothèses faites sur le mode d'intervention locale du frottement, et sur la position des frontières du contact, il a pu déduire une distribution des déplacements tangentiels qui a la même allure dissymétrique que la distribution trouvée expérimentalement. La position exacte de la limite arrière, et par suite la situation du centre du contact, diffèrent

toutefois : on peut suggérer que l'existence d'un angle de contact verre-caoutchouc doit être incompatible avec l'existence d'une tension de la surface à l'arrière du contact. Un décollement doit se produire dans ces conditions. On est conduit, par cette hypothèse simple sur l'effet des forces d'adhésion, à identifier les deux zones, l'observée et la calculée. Ce genre de raisonnement, même s'il aboutit à une conclusion physique qui paraît exacte, ne fait que suppléer à l'introduction de l'adhésion comme un ensemble de forces localisées, que l'on ne sait pas effectuer.

c) Le troisième aspect important à considérer est la nature viscoélastique des processus mis en jeu. Ce caractère s'accroît lorsque la vitesse de frottement, croît, ou que la température diminue. On en a observé un certain nombre de manifestations, telles que l'augmentation de la résistance de frottement ou l'apparition des ondes de Schallamach. Cependant, la loi de comportement à établir doit l'être ici encore sous forme locale (en chaque point de la surface) et non sous forme globale, ce qui ne peut guère être fait tant que l'on n'a pas une image mathématique correcte de l'ensemble « élasticité-adhésion ».

Au total, il s'agit d'un problème passionnant. Il illustre un nouvel aspect de la « Mécanique physico-chimique des surfaces », dont la création est due à Rehbinder et à son Ecole.

L'intervention concertée d'autres équipes de recherche sur ces problèmes sera toujours bienvenue.

* Remarques prononcées au Colloque annuel du Groupe français de Rhéologie le 16 janvier 1975.

Etude de la propagation différée des fissures dans les terres cuites *

par J.M. SERVAS, Centre Technique des Tuiles et Briques, 2, avenue Hoche, 75008 Paris**

RESUME

Nous décrivons, dans cette étude, le comportement différé de deux terres notées par la suite A et B, de textures très différentes au voisinage du chargement de rupture instantanée. Nous proposons, pour la terre A, un schéma théorique permettant de définir un critère de rupture en fonction de l'histoire de la sollicitation. Nous comparons ce critère aux résultats expérimentaux obtenus.

SUMMARY

Experiments on delayed behaviours of burned clay materials of different interval structure is described near loading of instantaneous rupture.

For one of these behaviours, a theoretical scheme is given allowing determination of a fracture criterium in terms of loading history. Comparison to experimental results are made.

INTRODUCTION

Les industriels de la terre cuite ont eu à résoudre récemment plusieurs problèmes faisant intervenir le phénomène de rupture différée.

In situ, le caractère différé des phénomènes constatés peut se présenter sous plusieurs formes, pouvant interagir, et qui sont notamment :

- l'augmentation lente des sollicitations (le plus souvent sous l'effet des variations dimensionnelles contrariées des matériaux en présence)
- la réponse elle-même différée (même sous sollicitation constante) du matériau, correspondant souvent à des effets favorables d'adaptation
- des phénomènes d'instabilité pouvant se manifester brusquement en cours d'évolution lente.

La présente étude est consacrée plus particulièrement aux deux dernières formes, pour deux terres cuites de textures très différentes, au voisinage du chargement de rupture instantanée.

Nous décrivons l'expérimentation effectuée et les observations faites, qui se révèlent très différentes sur les deux terres. Pour l'un des comportements observés nous proposons un modèle théorique, qui rend compte qualitativement d'une partie des résultats expérimentaux.

1. DISPOSITIONS EXPERIMENTALES

1.1. Epreuves

Les éprouvettes utilisées sont des parallélépipèdes découpés dans des produits creux de terre cuite. Leur épaisseur, celle d'une cloison du produit, est de l'ordre de 1 cm. Les autres dimensions sont de l'ordre de 17,5 cm pour la longueur entre appuis et de 2 cm pour la largeur.

1.2. Appareil de mise en charge

L'appareil de mise en charge est constitué par une presse à 4 colonnes de force nominale 2 000 daN. Cette appareil nous permet de travailler à flèche constante. Dans ce cas, on peut en effet, par analogie avec le cas élastique [1]¹ espérer obtenir une rupture contrôlée sous certaines conditions qui seront déterminées par la suite.

1. Les chiffres entre crochets renvoient à la bibliographie en fin d'article.

* Conférence prononcée au Colloque du Groupe français de Rhéologie du 16 janvier 1975.

** Adresse actuelle : C.E.A. de Vaujour,
Boîte Postale n° 7, 93270 Sevran.

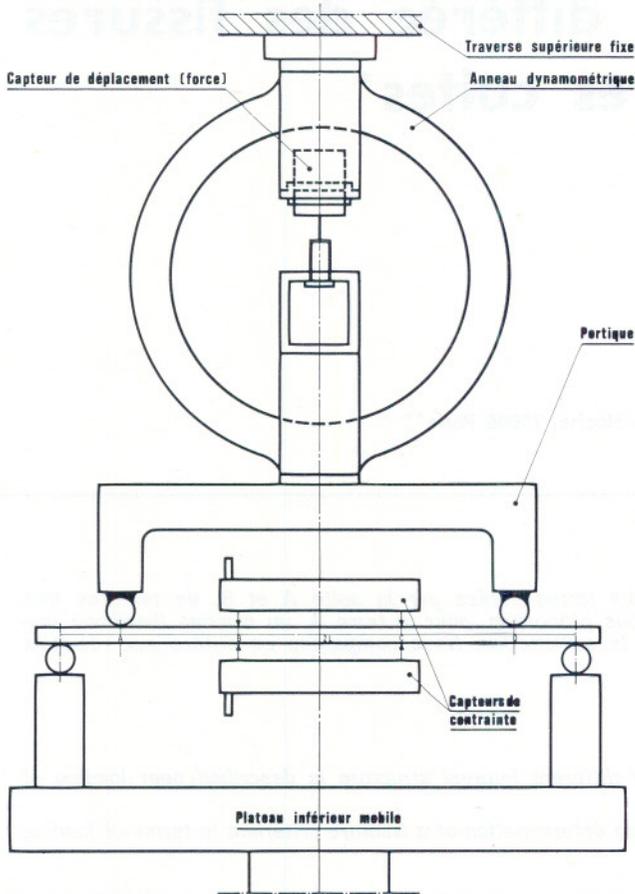


Fig. 1

L'éprouvette est fixée sur la presse suivant le schéma de la figure 1. Le portique, fixé à la partie supérieure de la presse, nous permet de travailler sous moment constant entre les points A et D. L'application de la sollicitation est effectuée manuellement.

1.3. Dispositif de mesure

La mesure de la force est obtenue par l'intermédiaire d'un anneau dynamométrique.

L'anneau ayant une force nominale de 3 000 daN et les efforts à mesurer dépassant rarement 10 daN, une sensibilité suffisante fut obtenue grâce à un capteur de déplacement à transformation différentiel mesurant les déplacements de l'ordre $0,1 \mu$ et dont la course est de $\pm 1 \text{ mm}$. Un capteur du même type est monté entre l'anneau (solidaire du plateau supérieur) et le plateau inférieur, permettant la mesure de la flèche.

Deux capteurs de déformation fixés sur l'éprouvette par l'intermédiaire de ressorts, permettent de connaître les déformations des faces inférieure ε_0 et supérieure ε_1 .

Tous ces capteurs, alimentés par des ponts de mesure d'onde porteuse, délivrent des signaux amplifiés et démodulés par ces mêmes ponts.

Les signaux relatifs aux déformations sont envoyés à un enregistreur temporel potentiométrique lequel fournit les courbes $\varepsilon_1(t)$ et $\varepsilon_0(t)$.

Le signal relatif à la force est envoyé à un enregistreur temporel galvanométrique à deux voies lequel fournit la courbe $F(t)$.

Pour éviter la dérive thermique des appareils électroniques, un climatiseur maintient la température à 24°C .

Nous allons rendre compte maintenant des différentes observations faites sur la terre A.

2. OBSERVATIONS SUR LA TERRE A

C'est sur cette terre qu'a porté la majeure partie de l'étude. Pour celle-ci, nous avons trouvé que la déformation à rupture instantanée suivant le même mode opératoire que celui utilisé pour la rupture différée est de 750 à 800 μ/m .

Après quelques expériences préliminaires, nous avons été amenés à considérer deux cas.

2.1. Fissure à l'extérieur des pieds des capteurs

Si la fissure provoquant la rupture de l'éprouvette dans la phase finale se trouve à l'extérieur des pieds des capteurs, c'est-à-dire entre les points A et B ou C et D de la figure 1, alors :

— pour une flèche telle que $\varepsilon_0(t_0) < 200 \mu/\text{m}$, les déformations $\varepsilon_0(t)$ et $\varepsilon_1(t)$ restent constantes dans le temps et la force diminue légèrement (6 % environ).

— pour une flèche telle que ε_0 soit proche de 400 μ/m , on observe, le plus souvent, une décroissance de $\varepsilon_0(t)$ et $\varepsilon_1(t)$ en valeur absolue (donc une croissance pour $\varepsilon_1(t)$ qui est négative). Puis, les déformations se stabilisent après un certain temps.

— pour une flèche telle que ε_0 soit comprise entre 400 μ/m et 600 μ/m , les courbes donnant les variations des déformations et de la force en fonction du temps sont reproduites sur la figure 2.

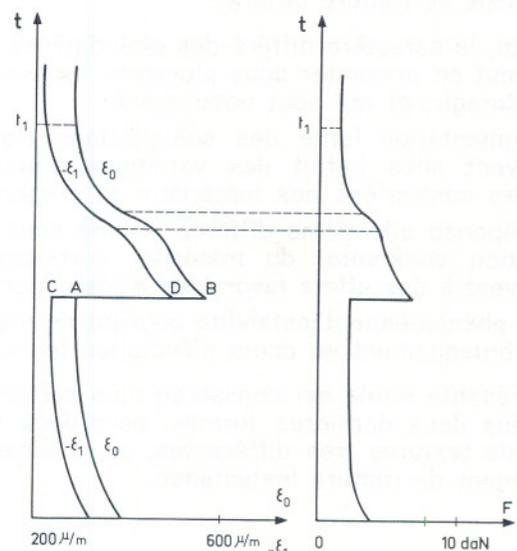


Fig. 2. — Variations des déformations et de la force au cours du temps pour $400 \mu/\text{m} < \varepsilon_0 < 600 \mu/\text{m}$ (terre A, fissure à l'extérieur des capteurs)

Les sauts de ε_0 et de $-\varepsilon_1$, respectivement de A à B et de C à D sont dus à une nouvelle augmentation de la flèche

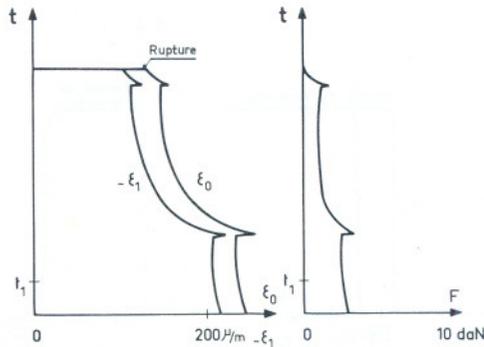


Fig. 3. — Rupture contrôlée au-delà du temps t_1 après 1ère phase instable de la figure 3 (fissure à l'extérieur des capteurs)

On observe, dans ce cas, une phase instable qui ne conduit pas à la rupture de l'éprouvette puisque l'on repasse ensuite par une phase stable où déformations et force se stabilisent à nouveau après un certain temps.

Nous constatons aussi que la chute des déformations et de la force est plus ou moins accentuée suivant que le palier est plus ou moins important.

De même l'intervalle de temps entre l'application du palier flèche et l'apparition de la phase instable dépend de l'intensité de ce palier.

Après cette phase instable, et en chargeant à nouveau par palier de flèche, nous obtenons une rupture contrôlée suivant la figure 3 qui complète au-delà du temps t_1 les courbes présentées sur la figure 2.

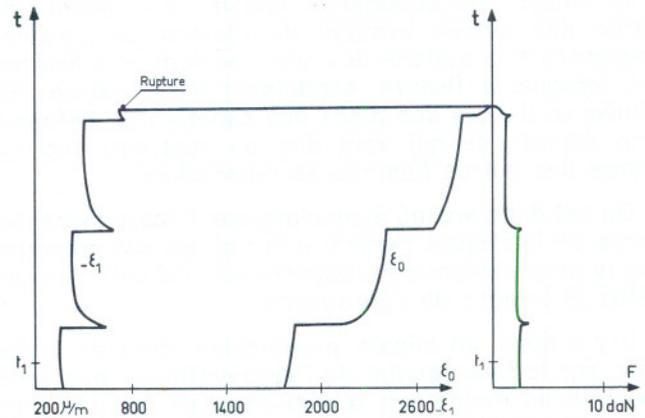


Fig. 5. — Rupture contrôlée dans le cas où la fissure est entre les pieds des capteurs (même remarque que pour figure 4)

2.2. Fissure entre les pieds des capteurs

Si la fissure provoquant la rupture de l'éprouvette dans la phase finale se trouve à l'intérieur des pieds des capteurs, c'est-à-dire entre les points B et C de la figure 1, alors

— pour une flèche telle que $\varepsilon_0 < 200 \mu/m$, les déformations $\varepsilon_0(t)$ et $\varepsilon_1(t)$ restent constantes dans le temps comme pour le cas précédent.

— pour une flèche telle que ε_0 soit proche de $400 \mu/m$, on observe une croissance de $\varepsilon_0(t)$ se stabilisant dans le temps alors que $\varepsilon_0(t)$ reste sensiblement constante.

— pour une flèche telle que ε_0 soit comprise entre $400 \mu/m$ et $600 \mu/m$, les déformations et la force varient dans le temps suivant la figure 4. Comme dans le cas précédent, en chargeant à nouveau après la phase instable, nous obtenons une rupture contrôlée suivant la figure 5 qui complète au-delà du temps t_1 les courbes présentées sur la figure 4.

3. TENTATIVES D'INTERPRETATION DES RESULTATS OBTENUS POUR LA TERRE A

3.1. Réponse différée avant phase instable

Dès que les déformations atteignent $400 \mu/m$ environ, leurs variations dans le temps sont totalement différentes suivant que l'on se trouve dans le cas 2.1. ou le cas 2.2.

Cette différence est donc liée à la fissure qui se propagera pour mener plus tard à la rupture de l'éprouvette.

Puisque la déformation inférieure $\varepsilon_0(t)$ augmente dans le temps lorsque la fissure menant à la rupture se trouve entre les pieds des capteurs, nous pouvons supposer d'une manière à peu près certaine, que cette augmentation provient d'un écartement des bords de la fissure. Si cet écartement était seulement dû

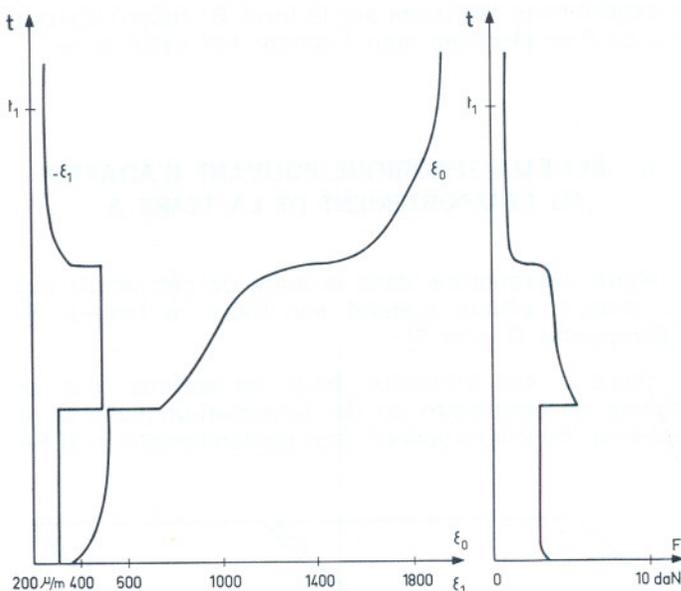


Fig. 4. — Phase instable dans le cas où la fissure est entre les pieds des capteurs ($400 \mu/m < \varepsilon_0 < 600 \mu/m$) on notera la croissance de ε_0 qui s'oppose à la décroissance constatée sur les figures 3

à la nature viscoélastique linéaire du milieu, les bords des autres fissures de dimensions voisines présentes à la surface devraient également s'écartier. Or, lorsque la fissure conduisant à la rupture est située en dehors des pieds des capteurs, la déformation décroît, ce qui veut dire au contraire que les lèvres des autres fissures se rapprochent.

On est donc amené à conclure que l'écartement des bords de la fissure menant à la rupture est provoqué par la progression lente superficielle de cette fissure selon la largeur de l'éprouvette.

Il y a donc, au départ, progression lente de la fissure sur la face tendue de l'éprouvette et puis arrêt (ou tout au moins fort ralentissement) de cette progression avant que la fissure n'ait atteint toute la largeur de l'éprouvette (dans les limites de temps assignées par nos expériences, soit quelques minutes à quelques heures entre deux paliers successifs).

Cette interprétation permet donc de confirmer le rôle prépondérant attribué, dans les études menées précédemment, à une micro-fissure particulière appelée « micro-fissure efficace » [1], [2], [3], [4]. Ceci peut cependant conduire à une certaine remise en question de son mode de détermination, puisque jusqu'à présent, celui-ci était fait dans l'hypothèse d'une micro-fissure préexistante intéressant dès le départ, dans un essai instantané, la totalité de la largeur de l'éprouvette.

3.2. Phase instable et pont instable

Après cette progression stable de la fissure sur la face tendue nous observons, en augmentant à nouveau la flèche, une phase instable.

Celle-ci doit correspondre à la propagation d'une micro-fissure ouverte préexistante située sur la face tendue et qui avait commencé à progresser très lentement dans la phase précédente.

La phase stable qui suit et qui se prolonge jusqu'à la rupture de l'éprouvette correspond à la propagation suivant l'épaisseur de l'éprouvette. Ces deux affirmations ne sont pas gratuites. Elles sont basées sur l'observation directe de la propagation sur la largeur et dans l'épaisseur de l'éprouvette à l'aide d'une lunette binoculaire.

4. OBSERVATIONS SUR LA TERRE B

Le comportement de cette terre au voisinage du chargement de rupture instantanée est schématisé sur la figure 6.

Nous constatons ici que les déformations $\varepsilon_0(t)$ et $\varepsilon_1(t)$ sont pratiquement constantes jusqu'au point de rupture, sauf dans certains cas à l'instant initial où l'on trouve une légère diminution ou augmentation suivant les cas (1 ou 2 %).

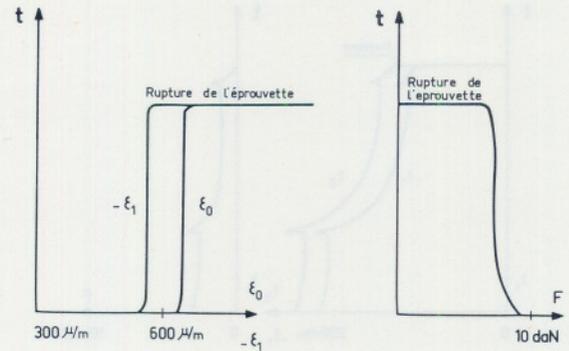


Fig. 6. — Variation des déformations et de la force au cours du temps pour la terre B

Pour la terre B, il n'y a pas de rupture semi stable et la propagation une fois amorcée se poursuit jusqu'à rupture complète de l'éprouvette. De même, on ne peut pas prévoir, avant la phase instable si la micro-fissure efficace se trouve entre ou en dehors des pieds des capteurs.

Ces quelques observations permettent donc de constater que le comportement de la terre B au voisinage du chargement de rupture instantanée est totalement différent de celui de la terre A.

Dans le chapitre suivant, nous donnons un schéma théorique pouvant s'adapter au comportement de la terre A. Dans ce modèle, nous supposons le corps viscoélastique linéaire et nous ferons également intervenir la « mécanique de la rupture ».

Pour la terre B, un modèle, différent de celui proposé pour la terre A, doit être trouvé. Il pourra, par exemple être basé sur la viscoélasticité non linéaire. Etant donné la faible durée de cette étude et le peu d'expériences réalisées sur la terre B, aucune théorie n'a pu être élaborée pour l'instant sur cette terre.

5. SCHEMA THEORIQUE POUVANT S'ADAPTER AU COMPORTEMENT DE LA TERRE A

Nous supposons dans la suite de cet article que la fissure initiale s'étend sur toute la largeur de l'éprouvette (figure 7) :

Dans le cas contraire, nous ne serions plus en champ de contrainte ou de déformation plane et le schéma théorique devrait être profondément modifié.

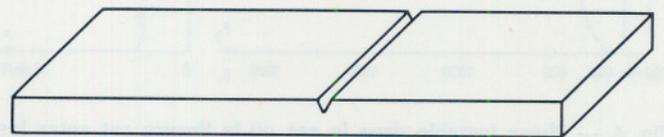


Fig. 7. — Eprouvette fissurée sur toute la largeur

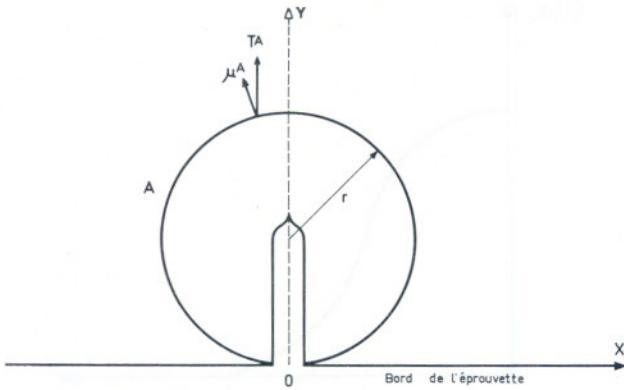


Fig. 8. — Fond de fissure entouré d'une surface A

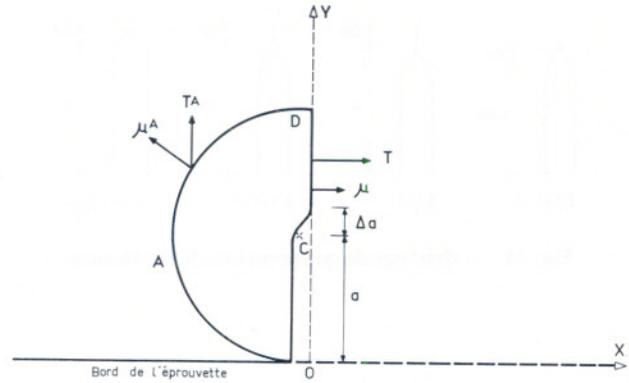


Fig. 9. — Même schéma que la figure 8, la partie située à droite de Oy étant remplacée par des forces T_i (ces forces peuvent être positives ou négatives puisque la partie supérieure de l'éprouvette est en compression)

5.1. Etablissement d'un critère de progression de la fissure en fonction de l'histoire de la sollicitation

L'étude qui suit s'appuie sur celle développée par Mueller et Knauss dans le cas d'une bande viscoélastique [5].

Knauss et Dietmann traitèrent en [6], la propagation d'une fissure dans des solides viscoélastiques soumis à des histoires de chargement variable.

5.1.1. Loi de conservation de l'énergie

Nous écrivons tout d'abord les deux principes de la thermodynamique sous forme globale, en tenant compte du fait que la propagation d'une fissure est consommatrice d'énergie. Nous prendrons un volume V dont la frontière A, symétrique par rapport à Oy entoure le fond de fissure (figure 8).

Nous avons :

$$\frac{d}{dt} [E + K] = \mathcal{P}_e + \dot{Q} \quad (1)$$

où E est l'énergie interne ; K l'énergie cinétique ; \mathcal{P}_e la puissance des forces extérieures appliquées sur ∂V , Q le taux de quantité de chaleur reçue par V.

Le second principe de la thermodynamique et l'équation (1) donne, sachant que le système évolue à température uniforme et constante.

$$\mathcal{P}_e = \dot{\Phi} + \dot{K} + 2 \mathcal{D} + 2 \mathcal{D}' \quad (2)$$

$\Phi = E - TS$ est l'énergie libre d'Helmholtz ; T est la température absolue (supposée constante) et S l'entropie.

En (2), $2 \mathcal{D}'$ est la vitesse d'énergie nécessaire pour l'obtention de nouvelles surfaces lors de la propagation de la fissure ; nous savons de plus que

$$2 \mathcal{D}' = 2 \gamma_F \dot{l} \quad (3)$$

où γ_F est l'énergie spécifique de rupture supposée constante, à la vitesse de progression de la fissure, l la largeur de l'éprouvette.

$2 \mathcal{D}$ est la dissipation consécutive au fait que nous avons supposé le milieu viscoélastique.

Si l'on néglige l'énergie cinétique, (2) s'écrit

$$\int_A \sigma_{ij} \dot{u}_i n_j dS = \dot{\Phi} + 2 \mathcal{D} + 2 \gamma_F \dot{l} \quad (4)$$

Remplaçons le volume situé à droite de l'axe Oy par les forces que celui-ci exerçait sur le volume situé à gauche de Oy et notons ces forces $T_i(y, t)$ (figure 9).

Les autres forces restant inchangées, l'équation (4) écrite pour la moitié gauche du volume limité par A devient :

$$\frac{1}{2} \int_A \sigma_{ij} \dot{u}_i n_j dS + 1 \int_{CD} T_i(y, t) \dot{u}_i(y, t) dy = \frac{1}{2} (\dot{\Phi} + 2 \mathcal{D}) \quad (5)$$

La comparaison des équations (4) et (5) donne, sachant que la fissure est libre de traction pour $y < a - \Delta a$ et admet des déplacements nuls pour $y > a$

$$- \int_{a-\Delta a}^a T_i(y, t) \dot{u}_i(y, t) dy = \gamma_F \dot{a} \quad (6)$$

Le Δa apparaissant dans cette équation peut être considéré comme étant la distance sur laquelle il existe encore une certaine cohésion entre les 2 bords de la fissure.

5.1.2. Développement de l'équation (7)

Les forces de cohésion $T_i(y, t)$ et les déplacements $u_i(y, t)$ correspondants étant inconnus, nous avons

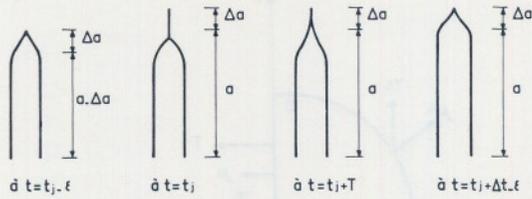


Fig. 10. — Schéma de progression de la fissure

fait, comme en [5], une approximation de la progression de la fissure en supposant que celle-ci se propage suivant le schéma de la figure 10, ci-dessous, c'est-à-dire que la fissure se propage déjà de Δa ; puis pendant le temps Δt , les contraintes passent de la valeur donnée par Westergaard à 0 tandis que les déplacements passent de 0 à la valeur donnée par Westergaard.

Cette supposition nous permet d'aller jusqu'au bout des calculs et d'obtenir un critère de progression de la fissure que l'on peut alors comparer avec les résultats expérimentaux.

Par définition du γ_F , nous avons maintenant :

$$-\frac{1}{\Delta t} \int_a^{a+\Delta a} \int_{t_j}^{t_j+\Delta t} \sigma_{xx}(y, a, \tau - t_j) \dot{u}_x(y, a + \Delta a, \tau - t_j) d\tau dy = \gamma_F \frac{\Delta a}{\Delta t} \quad (7)$$

Dans la formule (8), σ_{xx} peut être choisie de telle façon que

$$\sigma_{xx}(y, a, \tau - t_j) = \left[1 - \frac{t - t_j}{\Delta t} \right] \sigma_{xx}(y, a, t_j) \quad (8)$$

$$t_j < t < t_j + \Delta t$$

$$a < y < a + \Delta a$$

où $\sigma_{xx}(y, a, t_j)$ est la contrainte au voisinage immédiat du fond de fissure.

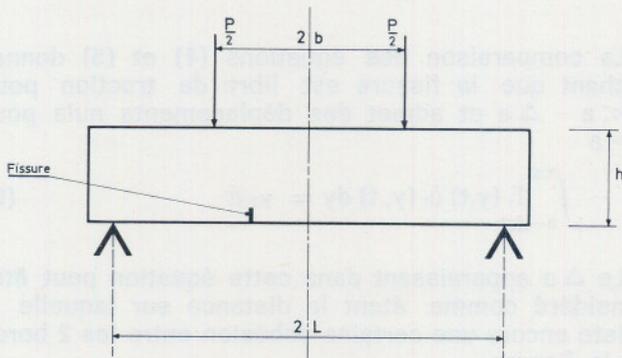


Fig. 11. — Schéma de chargement de l'éprouvette

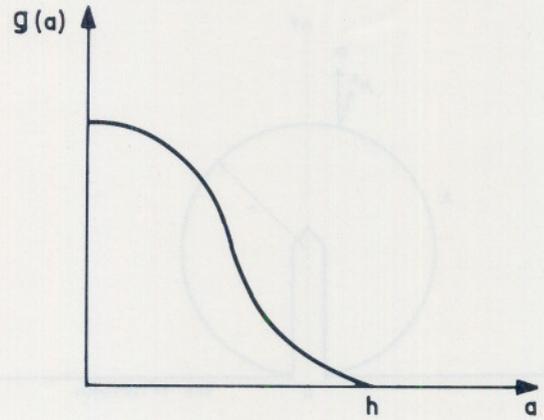


Fig. 12. — Raideur de l'éprouvette

Cette contrainte est donnée par

$$\sigma = \sigma(y, a, t) = [y - a]^{-1/2} K(a, t) \frac{y - a}{a} \ll 1 \quad (9)$$

où $K(a, t)$ est le facteur intensité de contrainte.

$K(a, t)$ est donnée en [7] pour une éprouvette de flexion entaillée sur toute la largeur (figure 11).

$$K(a, t) = S \frac{6 M(t)}{2^{1/2} (h - a) I} \left(\frac{a}{h(h - a)} \right)^{1/2} \quad (10)$$

S : fonction de a/h
 a : longueur de la fissure
 h : hauteur de l'éprouvette
 I : largeur de l'éprouvette

$$M(t) = \frac{P(t)}{2} (L - b)$$

A flèche constante et à longueur de fissure constante, $P(t)$ est proportionnelle à $E(t)$, module de relaxation et l'on a

$$P(t) = g(a_0) E(t) \quad (11)$$

la fonction $g(a)$ étant représentée sur la figure 12.

Pour a variable, nous supposons que $P(a, t)$ s'écrit

$$P(a, t) = g(a(t)) E(t) \xi \quad (11')$$

En effet, même si $P(a, t)$ dépend, par exemple, de l'histoire de longueur de fissure et de l'histoire de vitesse de progression de la fissure, les résultats qualitatifs du critère demeurent inchangés.

5.1.3. Obtention du critère de rupture

σ_{xx} étant donnée par l'équation (8), il nous reste à déterminer u_x que nous reporterons ensuite dans l'équation (7).

Or, le déplacement dans un matériau viscoélastique dû à l'histoire de contrainte donnée par (8) est égal à

$$u_x(y, a + \Delta a, t - t_j) = -\frac{4}{\Delta t} K(a + \Delta a, t_j) \sqrt{a + \Delta a - y} \int_{t_j}^t A(\tau - t_j) d\tau \quad (12)$$

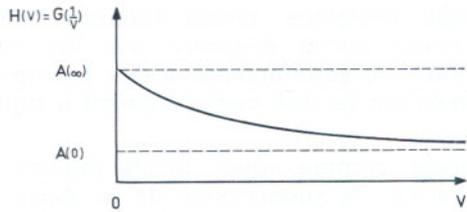


Fig. 13. ... Courbe de variation de la fonction $H(V) = G\left(\frac{1}{V}\right)$

$$t_j < t < t_j + \Delta t \quad \frac{a + \Delta a - y}{a + \Delta a} < < 1$$

$A(t)$ est la fonction fluage.

Le rapport de Poisson a été supposé nul (il est en fait de l'ordre de 0,1 pour les matériaux poreux).

En reportant (12) et (8) dans l'équation (7), nous trouvons la condition nécessaire et suffisante de progression de la fissure pour un palier de la flèche.

$$\pi K^2(a, t) G\left(\frac{\Delta a}{v}\right) = \gamma_F \quad (13)$$

$$\text{avec } G(u) = 2 \left\{ \frac{1}{u} \int_0^u A(\tau) d\tau - \frac{1}{u^2} \int_0^u \tau A(\tau) d\tau \right\}$$

$$v = \frac{\Delta a}{\Delta t} \quad \int_0^t A(t - \tau) \dot{E}(\tau) d\tau = Y(t) \quad \forall t$$

γ_F : énergie spécifique de rupture

$$K(a, t) = S \frac{3g(a) E(t) \xi}{2^{1/2} I (h-a)} \left(\frac{a}{h(h-a)} \right)^{1/2} (L-b) \quad (14)$$

La variation de $G(t)$ est donnée sur la figure 13.

5.2. Etude des conditions limites de progression de la fissure

Soit une éprouvette dont la longueur initiale de la fissure est a_0 chargée en flexion sous moment constant ; et soit un palier unique de la flèche appliquée à t_0 .

Nous obtenons les cas limites suivants à partir de l'équation (13) :

$$1^\circ \text{ si } K^2(a_0, t_0) < \frac{\gamma_F}{\pi A(\infty)} = \frac{\gamma_F}{\pi} E(\infty) \iff \xi < \xi_0$$

Il n'y a pas de propagation de fissure car dans ce cas, il n'existe pas de vitesse v telle que (13) soit satisfaite.

$$2^\circ \text{ si } K^2(a_0, t_0) > \frac{\gamma_F}{\pi A(0)} = \frac{\gamma_F}{\pi} E(\infty) \iff \xi > \xi_1$$

La vitesse de progression initiale de la fissure est infinie, il y a donc rupture instantanée de l'éprouvette si ξ est supérieure à une valeur limite ξ_1 .

3° Nous allons maintenant étudier le cas où $\xi_0 < \xi < \xi_1$ correspondant à une vitesse initiale de progression finie.

5.3. Etude de la progression de la fissure pour $\xi_0 < \xi < \xi_1$

Pour un chargement en flexion et à flèche constante, le carré du facteur intensité de contrainte $K(a, t)$ donné par l'équation (14), pour t fixé, varie avec a suivant la figure 14.

Connaissant $K^2(a, t)$, l'étude de l'équation (14) nous permet de trouver deux possibilités.

5.3.1. La longueur initiale de la fissure prépondérante a est supérieure à a_1 abscisse du maximum de $K^2(a, t_0)$

ξ étant supérieur à ξ_0 , la vitesse de progression de la fissure à $t = t_0$ est non nulle.

Dans ce cas, a croît et $K^2(a, t)$ décroît (figure 14).

D'après l'équation (14) v décroît, devient nulle à l'instant t_1 tel que $\pi K^2(a_2, t_1) = \gamma_F/A(\infty)$ et reste nulle pour $t > t_1$.

a_2 est la longueur finale de la fissure.

Cet arrêt de la progression ayant toujours lieu avant la rupture complète de l'éprouvette, il ne peut y avoir, en théorie, de rupture complète à flèche imposée. En réalité, la fissure continue à se propager sous l'action des forces d'inerties.

5.3.2. La longueur initiale de la fissure prépondérante est inférieure à a_1

1° Pour $\xi_0 < \xi < \xi_2 < \xi_1$: l'étude de (14) montre que la vitesse de progression décroît jusqu'à un instant t_1 dépendant de ξ . Si ξ est proche de ξ_0 , la vitesse peut même s'annuler. Dans ce cas, la progression de la fissure ne reprend que sous l'action d'une augmentation de la flèche. Si la vitesse est non nulle en t_1 , elle croît aux instants postérieurs. Lorsque la fissure atteint la longueur a_1 , les conclusions du paragraphe 5.3.1. s'appliquent.

2° Pour $\xi_0 < \xi_2 < \xi < \xi_1$: l'étude de (14) montre que la vitesse de progression de la fissure croît à l'instant initial t_0 . Il faudrait pouvoir résoudre l'équation (14) pour connaître les vitesses au-delà de l'instant t_0 .

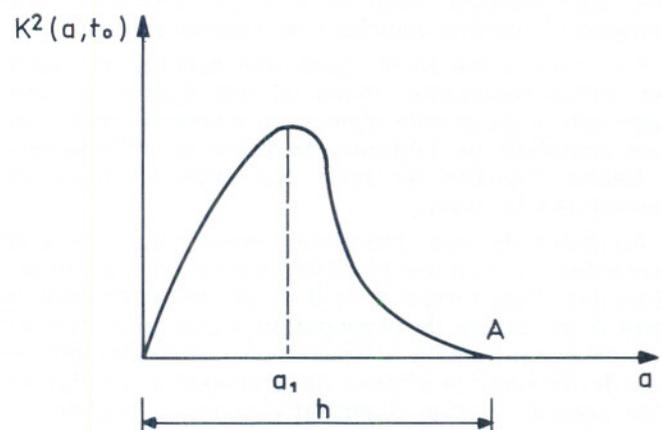


Fig. 14. — Variation du facteur intensité de contrainte en fonction de la longueur de fissure à t constant, et à flèche constante

6. CONCORDANCE ENTRE LES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX

La vérification de la concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux est difficile à réaliser, essentiellement pour deux raisons :

1° Les éprouvettes utilisées n'étaient pas fissurées sur toute la largeur alors que nous partons de cette hypothèse dans l'étude théorique.

2° Nous n'avons pu déterminer expérimentalement la largeur de la fissure prédominante a . La vérification du critère donné par l'équation (14) ne peut donc être que qualitative.

Après la phase instable (c'est-à-dire lorsque la fissure s'est propagée sur toute la largeur de l'éprouvette), les études expérimentales et théoriques sont en accord, en supposant que nous sommes dans le cas du paragraphe 5.3.1. de l'étude théorique. (Cas où la longueur de la fissure est supérieure à a_1 longueur pour laquelle le facteur intensité de contrainte est maximum).

Avant la phase instable, il existe aussi une certaine concordance, puisque les résultats théoriques et expérimentaux montrent qu'il existe un arrêt de la progression de la fissure si la vitesse initiale de progression est suffisamment faible.

7. CONCLUSION

Nous avons eu l'occasion, au cours de cette étude, de montrer que la terre cuite ne se comporte pas seulement comme un matériau élastique puisqu'elle peut être l'objet d'une rupture différée. Or, il est très important de comprendre et de mettre en équation ce phénomène dans les problèmes de durabilité.

Les différentes expériences que nous avons faites sur deux terres de textures très différentes nous permettent d'affirmer que celle-ci intervient très fortement dans l'histoire de propagation d'une micro-fissure.

Nous pouvons résumer ces expériences en disant que la texture fine rend une terre beaucoup plus résistante. Cependant, lorsque, à déformation imposée, une micro-fissure commence à se propager, elle entraîne la rupture complète de l'éprouvette.

Par contre, une terre ayant une texture grossière est moins résistante ; mais, si une fissure se propage, elle a de grande chance de s'arrêter avant rupture complète de l'éprouvette (pour un chargement à flèche imposée ou pour des concentrations de contraintes locales).

Au point de vue théorique, nous nous sommes contentés ici de noter la différence de comportement entre les deux terres A et B et de proposer pour la terre A un critère de propagation d'une micro-fissure dite efficace. Il reste à trouver une méthode permettant de mesurer la vitesse de propagation de fissure pour pouvoir vérifier quantitativement ce modèle.

Nous pouvons nous demander également si la suppression de la phase instable est possible pour une certaine histoire de la flèche. Ceci pourrait expliquer

le fait que certaines terres (comme la terre A) n'occasionnent aucun désordre sur les chantiers, alors qu'elles ne satisfont pas à des critères de stabilités basés sur le seul comportement à rupture instantanée.

En théorie, comme nous l'avons montré dans le paragraphe 5.3., la suppression de la phase instable est possible si la vitesse initiale de la progression de la fissure est suffisamment faible.

Expérimentalement, la vérification peut s'effectuer en prenant des paliers de flèches suffisamment petits et maintenus le plus longtemps possible (de quelques heures à quelques jours). On peut prendre également une flèche dont la variation en fonction du temps est donnée par $\xi = kt$ avec k petit.

Cette expérience n'a été réalisée jusqu'à présent qu'avec des paliers maintenus de quelques minutes à une heure maximum.

Malgré cela, nous avons pu observer une atténuation de la phase instable pour la terre A ce qui incite à entamer des expériences de plus longue durée.

Cette étude, qui n'a pu être poursuivie que sur une courte durée, ne constitue qu'une première étape essentiellement descriptive, qui fait ressortir la complexité des phénomènes observés et les difficultés de l'approche théorique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. HUET — Méthode de détermination de l'énergie spécifique de rupture et applications aux céramiques de construction (rapport interne C.T.T.B./CH 35, juillet 1972).
- [2] C. HUET — Critère gouvernant, dans le cadre des théories de la rupture, le début de la propagation de fissures et applications à l'étude des paramètres de la résistance mécanique des céramiques de construction (rapport interne C.T.T.B./CH 37, septembre 1970).
- [3] C. HUET — Recherche d'une méthode de détermination de l'étendue de propagation d'une fissure née d'une zone de concentration de contrainte : Première partie : Expressions générales de la variation du taux de libération d'énergie dans une structure en fonction de la longueur de la fissure (rapport interne C.T.T.B., CH 38, décembre 1970).
- [4] C. HUET — Recherche d'une méthode de détermination de l'étendue de propagation d'une fissure née d'une zone de concentration de contrainte : Deuxième partie : Intervention de l'énergie cinétique et condition d'arrêt d'une fissure en cours de propagation (rapport interne C.T.T.B./CH 39, avril 1971).
- [5] H.K. MUELLER, W.F. KNAUSS — Crack propagation in a linearly viscoelastic strip (Journal of Applied Mechanics n° 1, mars 1972).
- [6] W.G. KNAUSS and H. DIETMANN — Crack propagation under variable load histories in linearly viscoelastic solids (International Journal of Engineering Science n° 8, août 1970).
- [7] Surface crack problem ; pages 200 et suivantes. Methods of Analysis and solutions of crack problems. Edité par Georges C Sih (Noordhoff, 1973).
- [8] C. HUET — Méthode de détermination de l'énergie spécifique de rupture et application aux céramiques et à divers matériaux minéraux I — Bases théoriques (Cahiers du Groupe français de Rhéologie, t, III, n° 3, novembre 1973) ; II — Conséquences pratiques et expérimentation (Cahiers du Groupe français de Rhéologie, t, III, n° 4, septembre 1974).
- [9] J.M. SERVAS — Introduction à l'étude du comportement différé à court terme des terres cuites au voisinage du chargement de rupture instantanée (Thèse de doctorat 3^e cycle, Université de Paris VI, juin 1974).

Energie superficielle et lubrification *

par M. MASSIN, ingénieur D.P.E., chef du service Matériaux au Ceteoh

RESUME

Confronté avec le problème de l'étalement des fluides silicones utilisés pour la lubrification des micromécanismes, l'auteur, après avoir rappelé les lois de la mouillabilité des solides, expose une méthode de réglage de l'énergie superficielle des solides pour assurer un maintien en place correct du lubrifiant.

D'autre part, le rôle de l'énergie superficielle des matières plastiques dans leurs propriétés de frottement étant prouvé, il met en évidence les améliorations sensibles obtenues en diminuant, par addition de produits à basse tension superficielle, les énergies de surface de ces mêmes matières plastiques.

SUMMARY

Confronted with the problem of the exposure of silicon liquids (fluids used for micromechanism lubrication), the author, after having recalled the laws governing the absorptivity of solids, explains us a regulation method for superficial energy of solids in order to keep lubricant in the right place.

On the other side, after having shown the role of superficial energy of plastics in their friction properties, he shows up the sensible improvement obtained reducing surface-energy of these same plastics adding low superficial tension products.

Il semble à première vue que les relations possibles de la physico-chimie des surfaces et la rhéologie ne soient pas évidentes ; l'une s'occupant plus spécialement de réactions d'adhésion, et l'autre de problèmes d'écoulement. Il est toutefois un domaine où les deux disciplines sont susceptibles de se rejoindre et d'avoir des préoccupations communes, c'est celui de la lubrification, c'est-à-dire du comportement d'un corps interposé entre deux mobiles et destiné à modifier leurs actions de contact.

Le problème se pose plus particulièrement dans une lubrification en milieu ouvert où le fluide utilisé habituellement comme lubrifiant peut s'écouler librement en dehors de la zone de contact des deux solides en mouvement. Il est bien évident que lorsque le lubrifiant sort de cette zone de contact, il ne joue plus son rôle de lubrifiant et devient inutile.

N'étant pas familier avec la rhéologie, nous ne prendrons le problème des relations entre l'énergie superficielle et la lubrification que sous l'aspect tribologique laissant aux spécialistes le soin d'en tirer des enseignements ou des idées intéressantes concernant les aspects rhéologiques.

1. LE MAINTIEN EN PLACE DES HUILES EN MICROMECHANIQUE

En micromécanique, et plus particulièrement en horlogerie, les fabricants se heurtent fréquemment à un problème principalement de fabrication : les huiles s'étaient.

On constate que la goutte d'huile déposée pour lubrifier un pivot voit sa surface de contact avec le solide sur lequel elle est posée augmenter lentement, et la surface mouillée devenir après quelques heures très grande, l'épaisseur du film devenant ridiculement faible. Les quantités d'huile utilisables étant très réduites et leur renouvellement, ou l'approvisionnement dans les coussinets étant impossible, très rapidement celui-ci n'est plus lubrifié.

L'avènement des procédés de nettoyage par ultrasons a mis en évidence que plus les surfaces étaient propres, plus les huiles avaient tendance à s'étaler.

Bien que de très nombreux points concernant le comportement d'un liquide sur une surface solide

* Conférence prononcée au Colloque annuel du Groupe français de Rhéologie le 16 janvier 1975.

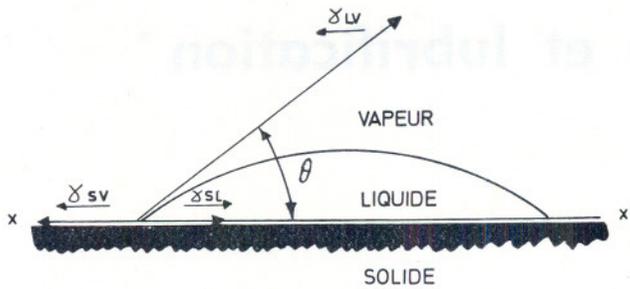


Fig. 1

soient encore loin d'être éclaircis, on peut considérer en première approximation, que le phénomène est régi par l'équation de Zisman [1]* :

$$\gamma_{sv} = \gamma_{lv} \cos \theta$$

où γ_{sv} est l'énergie superficielle unitaire solide vapeur

γ_{lv} est l'énergie superficielle unitaire liquide vapeur

et θ l'angle de la tangente à la goutte au point de raccordement, ce qui revient à dire que pour que θ soit supérieur à 0 ou $\cos \theta < 1$, il faut que γ_{sv} l'énergie superficielle unitaire du solide soit inférieure à l'énergie superficielle unitaire du liquide γ_{lv} .

Les énergies superficielles unitaires des solides métalliques ou de leurs oxydes sont largement supérieures à 100 ergs/cm² alors que les énergies superficielles unitaires des liquides sont toutes inférieures à 100 ergs/cm². Dans ces conditions, tous les liquides mouillent les surfaces métalliques propres, c'est-à-dire ne forment pas de goutte, et s'étalent. L'expérience est bien connue des galvanoplastes qui pour vérifier la propreté obtenue après un dégraissage électrolytique vérifient que l'eau dont l'énergie superficielle unitaire est parmi les plus élevée, mouille parfaitement les surfaces.

Malgré cela, l'expérience quotidienne montre des surfaces métalliques apparemment propres qui ne sont pas mouillées par les liquides comme l'eau ou les huiles. Le cas le plus fréquent est celui d'une surface métallique qui bien que d'apparence propre est souillée par une substance adsorbée dont l'énergie superficielle unitaire est elle-même inférieure à celle du liquide. Un autre cas, que l'on rencontre par exemple en lubrification notamment avec les lubrifiants d'origine animale ou végétale, est celui d'un liquide complexe contenant en solution un élément polaire de basse énergie qui est adsorbé par la surface métallique et la « souille » à son tour pour empêcher le liquide de s'étaler. Ce sont ces deux seuls mécanismes que l'on peut utiliser pour faire tenir en place un liquide sur une surface métallique propre.

Sur le plan expérimental, il est également difficile de mesurer l'énergie superficielle unitaire d'un solide

* Les chiffres entre crochets renvoient à la bibliographie en fin d'article.

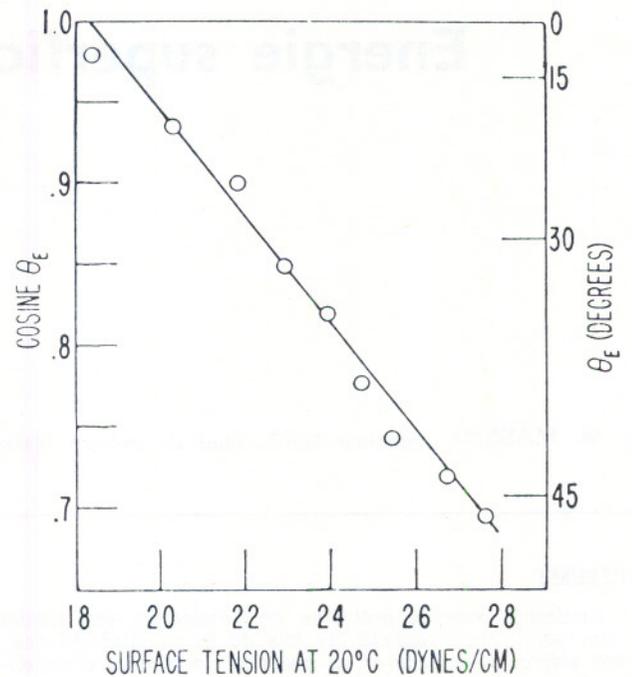


Fig. 2

compte tenu de la difficulté d'obtenir une surface parfaitement propre sans aucune substance adsorbée. Par contre, l'on sait mesurer avec une bonne précision et dans des conditions faciles, les tensions superficielles des liquides. C'est pourquoi on a coutume de caractériser les solides par leur tension critique de mouillage γ_c ; c'est la tension superficielle la plus faible d'un liquide dont l'angle de raccordement avec le solide est nul ($\cos \theta = 1$).

Tout liquide de tension superficielle supérieure à γ_c formera avec le solide considéré, une goutte dont l'angle de raccordement sera supérieur à 0° et tout liquide de tension superficielle inférieure à γ_c mouillera la surface du solide considéré.

La vitesse d'étalement de la goutte est fonction de la viscosité et de la densité du liquide.

2. LES « EPILAMES »

Les travaux de Viart et de Paul Voogt ont depuis de nombreuses années introduit dans l'horlogerie la notion d'épilame. Viart avait montré qu'une huile animale ou végétale déposée sur un métal formait très rapidement sur celui-ci une couche adsorbée d'acide gras appelée épilame ou épilame, qui contribuait au maintien en place de l'huile. Voogt, de son côté, pour assurer le maintien en place de certaines huiles minérales a préconisé la formation préalable d'une couche adsorbée d'acide stéarique. Cette technique encore répandue en horlogerie, présente deux inconvénients :

1° La couche adsorbée est éliminée par un nettoyage même sommaire à la benzine, et l'horloger réparateur peut difficilement la reconstituer.

2° L'énergie superficielle atteinte est relativement élevée et ne permet pas l'utilisation de fluides de tension superficielle inférieure à 30 dynes/cm. Or, une des grandes difficultés de la micromécanique est l'obligation d'utiliser des huiles dont les propriétés de résistance à l'oxydation et au vieillissement est faible et les variations de propriétés en fonction de la température très élevée.

2.1. Les épilames silicones à base de diméthylpolysiloxanes

Il est bien évident que la solution idéale de la lubrification en micromécanique est de pouvoir utiliser les fluides silicones comme lubrifiant et ceci n'est possible qu'à deux conditions :

1° Abaisser suffisamment l'énergie superficielle des solides pour qu'ils puissent accepter les fluides silicones dont l'énergie superficielle est très faible.

2° Améliorer les propriétés lubrifiantes des silicones dans le domaine du fonctionnement limite où elles sont relativement mauvaises.

Compte tenu des tensions superficielles des silicones qui s'étagent, de 27 dynes/cm pour les méthylalkylpolysiloxanes à 19 dynes/cm pour les diméthylpolysiloxanes, il faut abaisser l'énergie superficielle des solides au voisinage de 23/24 dynes/cm pour les méthylalkylpolysiloxanes et de 17 dynes/cm pour les diméthylpolysiloxanes.

2.1.1. Les épilames silicones à base de diméthylpolysiloxanes formés *in situ*

En 1968-1969, Willis et Tabor [2] publient les résultats d'expériences faites à partir de diméthylpolysiloxanes sur des surfaces de cuivre. En déposant

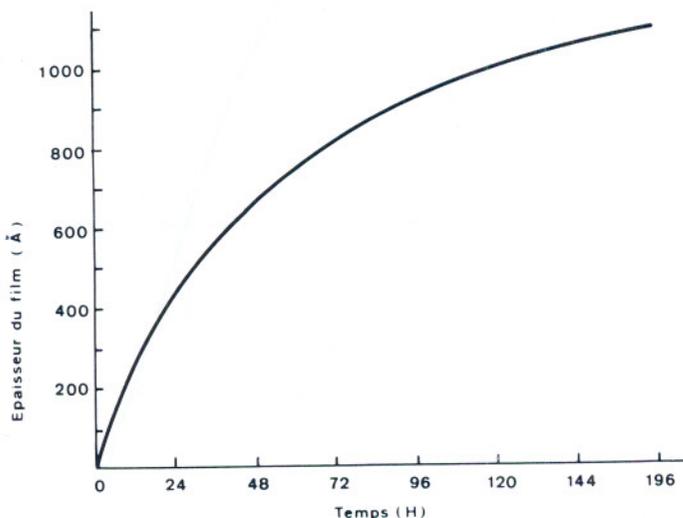


Fig. 3. — Épaisseur d'un film de diméthylsilicone formé sur du cuivre à 100°C en fonction du temps — D'après Willis

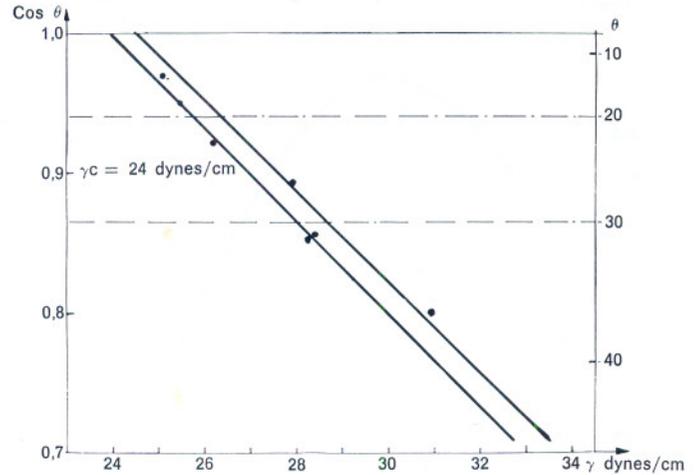


Fig. 4. — Propriétés de l'épilame au diméthylpolysiloxane suivant Willis

un diméthylpolysiloxane sur une telle surface parfaitement propre et en chauffant à 100°, ces auteurs obtenaient un film adhérent, d'épaisseur variable en fonction du temps de maintien à 100°, insoluble dans les solvants habituels. J. Vebrel [3] en 1967 reprend ces travaux pour étudier les caractéristiques de mouillabilité de ce film.

On constate en effet qu'en utilisant un diméthylpolysiloxane à longue chaîne de viscosité élevée — 30 000 CSK, déposé sur une surface métallique parfaitement propre à partir d'une solution à 0,5 % dans le fréon, après chauffage d'une heure à 100°, il se forme une couche de très faible épaisseur qui modifie les caractéristiques de mouillabilité de la surface.

La courbe de $\cos \theta$ en fonction de la tension superficielle des liquides donne pour $\cos \theta = 1$, une valeur de 24 dynes/cm. La tension critique de mouillage du solide est donc de 24 dynes/cm. La courbe du travail de démoillage $\gamma \cos \theta$ présente un maximum pour 27 dynes/cm qui garantit pour un liquide d'une telle tension superficielle, le maximum de difficulté pour déplacer la goutte.

Compte tenu de ces caractéristiques, une telle surface est parfaitement adaptée à recevoir une lubrification à partir d'un fluide méthylalkylpolysiloxane dont la tension superficielle est précisément de 26 à 27 dynes/cm, suivant la viscosité.

Le type de film adsorbé a été employé plusieurs années en horlogerie pour conditionner les surfaces à lubrifier avec les silicones méthylalkyl, et les résultats obtenus étaient excellents à condition que le traitement des surfaces soit fait avec beaucoup de soin. En effet, il fallait obtenir des surfaces parfaitement propres si l'on voulait obtenir un contact parfait entre le silicone déposé et le métal, de façon à assurer au chauffage les transformations chimiques nécessaires.

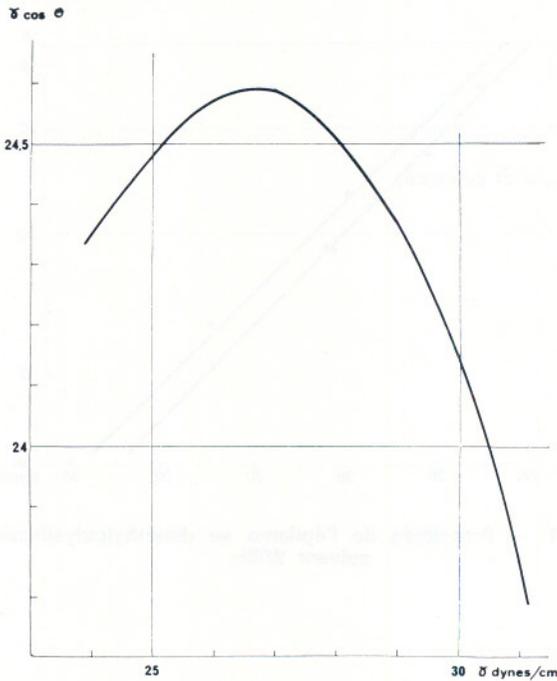


Fig. 5. — Travail de démouillage. Epilame suivant Willis

En ce qui concerne celles-ci, Willis et Tabor, faisaient l'hypothèse que les oxydes présents en surface des métaux provoquaient sous l'effet de la température, une oxydation des radicaux extérieurs CH_3 du diméthylpolysiloxane, celui-ci devenant polaire par des radicaux $COOH$ était adsorbé chimiquement par la surface et adhérait fortement.

2.1.2. Les épilames silicones à base de diméthylpolysiloxanes polaires

Technologiquement l'épilame de Willis restait difficile à appliquer avec une parfaite reproductibilité comptable avec une fabrication industrielle de grande série.

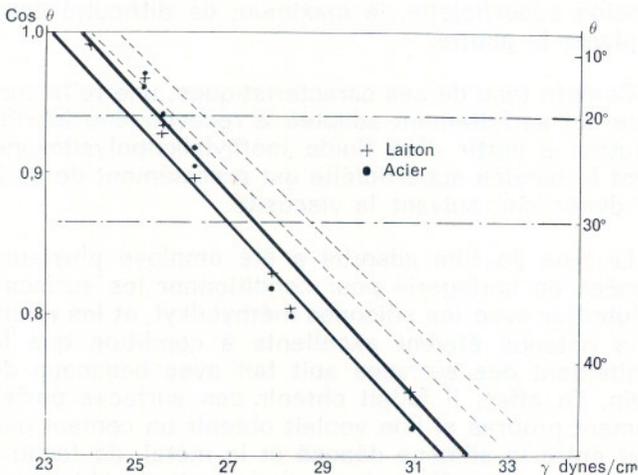


Fig. 6. — Propriétés de l'épilame, réf. 10654 ou 10656

On a donc réalisé à partir de l'hypothèse de Willis, un diméthylpolysiloxane polaire. Pour cela on a oxydé dans l'ozone à 100° , un diméthylpolysiloxane qui a ensuite été stabilisé par mise en solution dans du fréon ; une simple immersion dans une solution à 0,5 % des pièces métalliques donne la formation d'un film adhérent ayant des propriétés très voisines du film formé par Willis.

La courbe de $\cos \theta$ en fonction de la tension superficielle des liquides est légèrement décalée par rapport à la précédente et la tension critique de mouillage obtenue est de 23,5 dynes/cm. La courbe du travail de démouillage est elle aussi légèrement décalée par rapport à celle de l'épilame de Willis.

Cet épilame est actuellement commercialisé pour la lubrification à partir de méthylalkylpolysiloxanes et utilisé par nombre de fabricants en horlogerie et en micromécanique. Les surfaces ainsi traitées, si elles sont bien adaptées à l'utilisation de fluides de type méthylalkylpolysiloxane d'une tension superficielle de 26 à 28 dynes/cm suivant leur viscosité, ont des énergies de surfaces encore trop élevées pour des fluides de plus basse tension superficielle tels que les méthylphényl ou les diméthylpolysiloxanes dont les tensions superficielles se situent à 19/20 dynes/cm.

Or, ces fluides sont particulièrement intéressants en micromécanique, compte tenu de la grande gamme de viscosités disponibles de quelques CSK à plusieurs milliers de CSK, et de la stabilité de leurs propriétés à haute et basse température. Ils seraient particulièrement appréciés notamment dans l'appareillage aéronautique soumis à des températures extrêmes, atteignant -60° et $+120^\circ$.

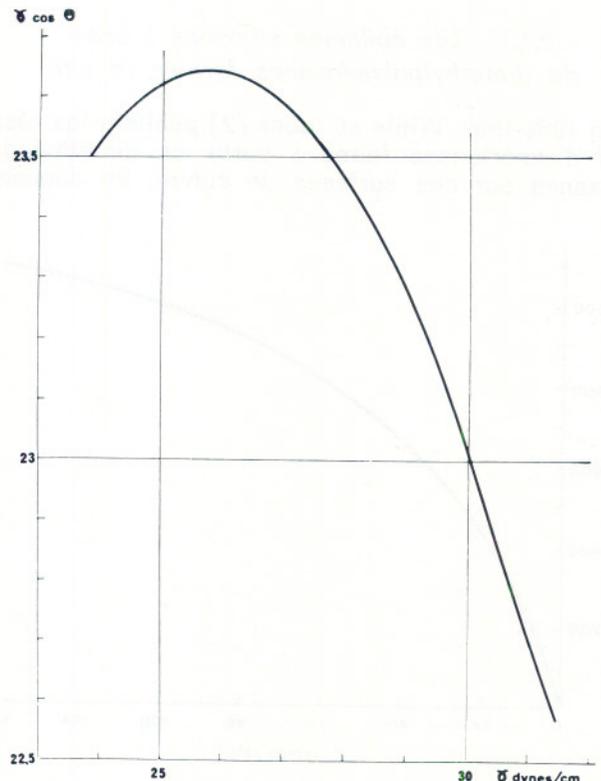


Fig. 7. — Travail de démouillage épilame réf. 10654

2.2. Les épilames à base de silicones fluorés

Pour pouvoir utiliser tous les fluides silicones jusqu'à 19 dynes/cm de tension superficielle, il faut pouvoir abaisser la tension critique de mouillage au voisinage de 17 dynes/cm.

TABLEAU I
Critical Surface Tensions (γ_c) of Low-Energy Surfaces

Surface Constitution	γ_c (dyne/cm at 20 °C)
<i>Fluorocarbon Surfaces</i>	
— CF ₃	6
— CF ₂ H	15
— CF ₃ and — CF ₂ —	17
— CF ₂ — CF ₂ —	18
— CF ₂ — CFH —	22
— CF ₂ — CH ₂ —	25
— CFH — CH ₂ —	28
<i>Hydrocarbon Surfaces</i>	
— CH ₃ (crystal)	20-22
— CH ₃ (monolayer)	22-24
— CH ₂ — CH ₂ —	31
— CH — (phenyl ring edge)	35
<i>Chlorocarbon Surfaces</i>	
— CClH — CH ₂ —	39
— CCl ₂ — CH ₂ —	40
— CCl ₂	43

Zisman a étudié les tensions critiques des surfaces des polymères en fonction de la nature des radicaux superficiels. On retrouve les valeurs de 22/24 dynes/cm pour les radicaux CH₃ que nous avons trouvés pour l'épilame au diméthylpolysiloxane.

Des essais du même type faits avec un silicone fluoré en CF₂-CF₂ ont bien donné comme prévu, une tension critique de mouillage de 18-19 dynes/cm, encore insuffisante pour rendre compatible avec les fluides diméthylpolysiloxanes les surfaces traitées.

Pour obtenir le résultat recherché de 17 dynes/cm de tension critique de mouillage, il faut utiliser un silicone fluoré en (CF₂)_nCF₃. Nous avons donc fait préparer un silicone de ce type en (CF₂)₇CF₃ qui, après oxydation à l'ozone a été utilisé comme épilame. Les résultats obtenus sont bien ceux qui étaient recherchés ; la tension critique de mouillage est bien de 17 dynes/cm, et la courbe est suffisamment inclinée pour que les fluides de tension superficielle 26/27 dynes/cm aient encore un angle de raccordement raisonnable de 30 à 35°.

Nous disposons donc des possibilités de traitement des surfaces permettant le maintien en place dans d'excellentes conditions, de tous les fluides silicones depuis les diméthylpolysiloxanes de 19 dynes/cm de tension superficielle, jusqu'aux méthylalkylpolysiloxanes de 28 dynes/cm de tension superficielle.

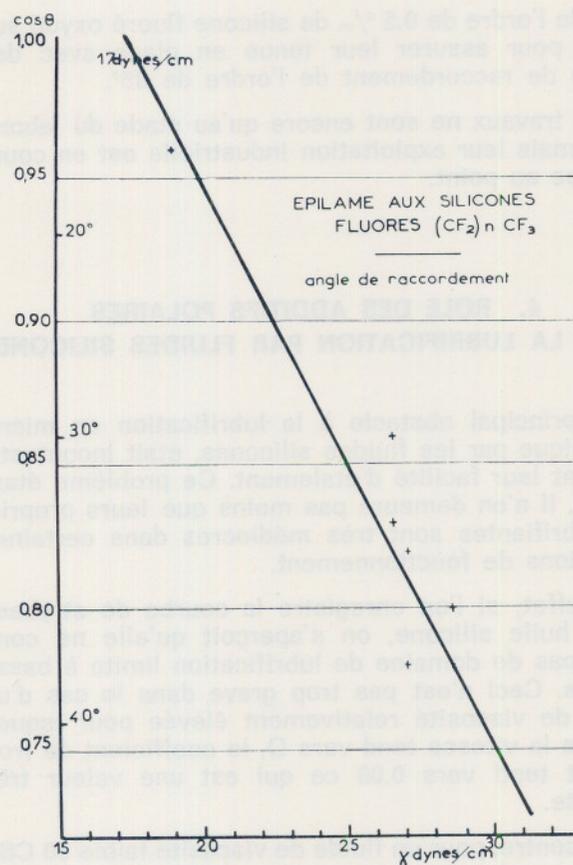


Fig. 8

3. LES HUILES SILICONES AUTO-EPILAMABLES

Nous avons vu précédemment que les huiles végétales et animales étaient le siège, en ce qui concerne leur tenue en place, d'un phénomène particulier d'auto-épilame : elles contiennent en solution des acides gras, polaires, de basse énergie qui ont la propriété de se fixer sur les métaux et d'interposer entre le métal et le liquide une couche de basse énergie, ou épilame, qui empêche leur étalement.

Etant donné que nous disposons de produits polaires silicones de très basse énergie, si nous pouvons les dissoudre dans les fluides silicones, nous devrions obtenir le même phénomène.

C'est en effet ce qui se passe, et nous avons pu préparer en laboratoire des fluides diméthylpolysiloxanes contenant 1 % de silicone fluoré oxydé qui, bien qu'ayant une tension superficielle de 19 dynes/cm, forment sur une surface métallique parfaitement propre, une goutte avec un angle de raccordement de 12 à 15°. La difficulté de réalisation du système réside dans la solubilité du silicone fluoré oxydé dans les différents types de silicone.

Cette difficulté n'existe pas pour les diméthylpolysiloxanes dans lesquels il est très soluble.

En ce qui concerne les méthylalkylpolysiloxanes, bien que la solubilité soit faible, de très faibles quan-

tités de l'ordre de 0,5 ‰ de silicone fluoré oxydé suffisent pour assurer leur tenue en place avec des angles de raccordement de l'ordre de 35°.

Ces travaux ne sont encore qu'au stade du laboratoire, mais leur exploitation industrielle est en cours de mise au point.

4. ROLE DES ADDITIFS POLAIRES DANS LA LUBRIFICATION PAR FLUIDES SILICONES

Le principal obstacle à la lubrification en micro-mécanique par les fluides silicones, était incontestablement leur facilité d'étalement. Ce problème étant résolu, il n'en demeure pas moins que leurs propriétés lubrifiantes sont très médiocres dans certaines conditions de fonctionnement.

En effet, si l'on enregistre la courbe de strybeek d'une huile silicone, on s'aperçoit qu'elle ne comporte pas de domaine de lubrification limite à basse vitesse. Ceci n'est pas trop grave dans le cas d'un fluide de viscosité relativement élevée pour lequel, lorsque la vitesse tend vers 0, le coefficient de frottement tend vers 0,08 ce qui est une valeur très correcte.

Par contre, pour un fluide de viscosité faible 50 CSK par exemple les domaines hydrodynamiques et élasto-hydrodynamique étant déplacés, le coefficient de frottement atteint 0,20 lorsque la vitesse tend vers 0.

Si l'on examine le fonctionnement en régime limite des huiles animales qui sont les prototypes des huiles à bonne onctuosité, on s'aperçoit que le palier que présentent leurs courbes de strybeek aux faibles vitesses, est justement dû aux acides gras polaires adsorbés qui ont justement une basse énergie.

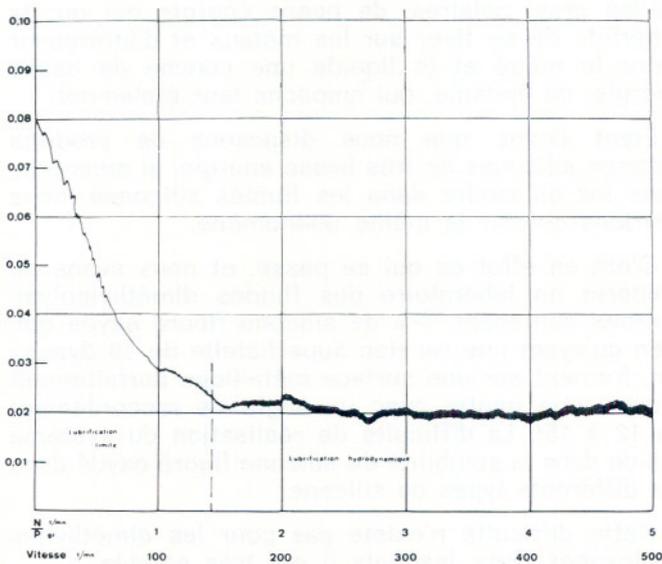


Fig. 9. — Fluide 10650 ou 10651
Coefficient de frottement en fonction de la vitesse de rotation

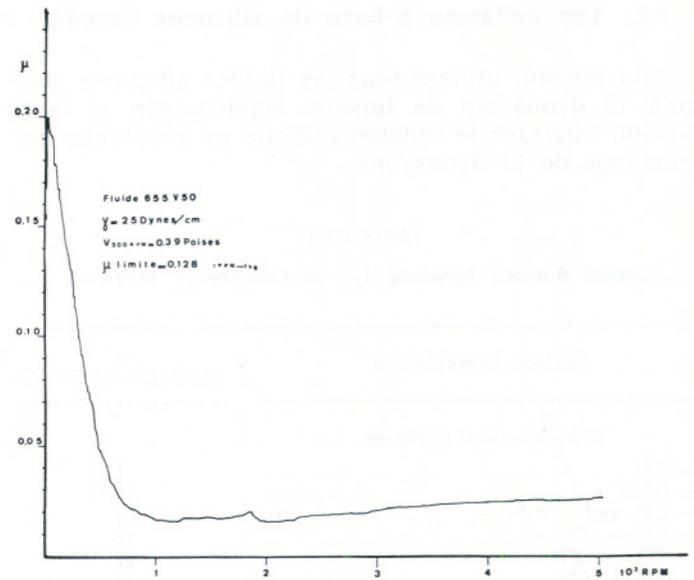


Fig. 10. — Courbe de frottement

Dans ces conditions, il est bien évident que les fluides silicones habituels étant parfaitement neutres, ne peuvent avoir de propriétés lubrifiantes en conditions limites.

Par contre, l'addition de silicones polaires oxydés doit permettre d'améliorer sensiblement les propriétés d'onctuosité des fluides silicones.

C'est ainsi qu'un fluide silicone de 50 CSK qui avait primitivement un coefficient de frottement de 0,20 pour des vitesses tendant vers 0, voit celui-ci descendre à 0,10. Le phénomène est général et s'accompagne d'une profonde modification de la courbe de strybeek : en partant d'une vitesse nulle

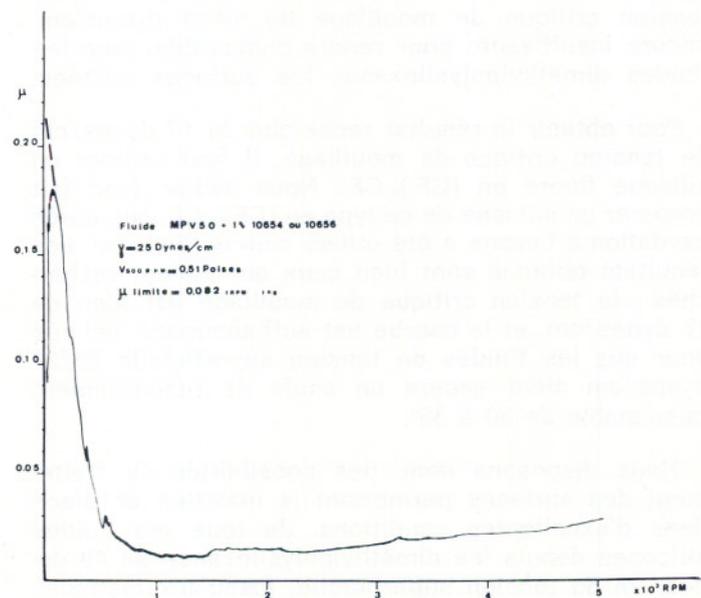


Fig. 11. — Courbe de frottement

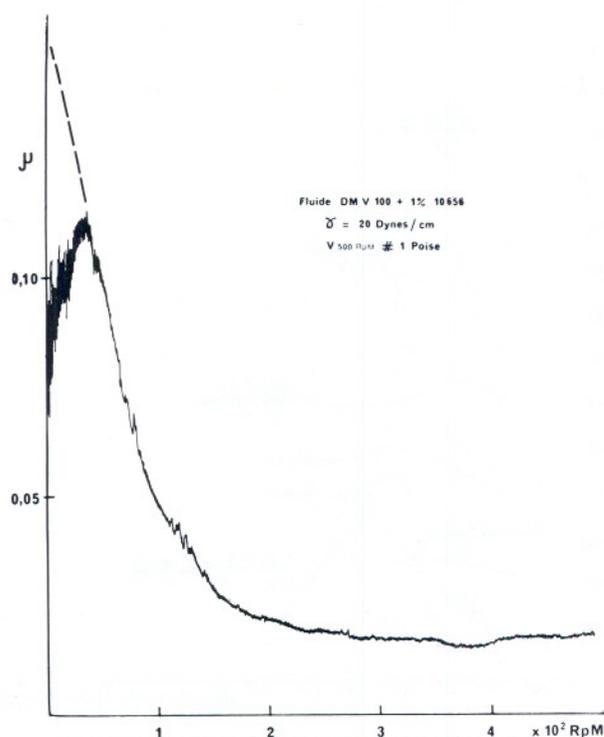


Fig. 12. — Courbe de frottement

le coefficient de frottement croît à partir de 0,10, jusqu'au moment où la courbe rejoint le domaine élasto-hydrodynamique de la même huile sans additif.

Cette forme particulière de la courbe de strybeck des fluides silicones avec additif, fait l'objet d'étude actuellement, mais rien ne prouve qu'il s'agit réellement d'une particularité des fluides silicones et qu'une explication plus conforme à la réalité que les hypothèses actuelles du phénomène de lubrification limite ne puisse sortir de ces études.

Un autre aspect qui intéresse plus spécialement la rhéologie est celui de l'influence de la mouillabilité des parties frottantes solides sur la portance et l'écoulement du fluide lubrifiant en domaine hydrodynamique.

TABLEAU II
Tensions critiques de quelques polymères

Polymères	γ_c dynes/cm	
	Schafrin	Zisman
Polyéthylènes	31-31,5	31
Polystyrène	30-35	33
Polytetra fluoroéthylène	18,5	18,5
Polychloroterfluoroéthylène	31	31
Polyméthylmétacrylate	33-44	39
Polyamide 6	42	
Polyamide 11	33	
Triformaldehyde	61	

On peut en effet raisonnablement penser que les phénomènes de mouillabilité exposés précédemment sont en mesure, en micromécanique, d'assurer une certaine portance et que d'autre part les différences de comportement liquide solide à l'interface doivent modifier les conditions d'écoulement du fluide dans le domaine hydrodynamique.

Pour notre part, nous n'avons effectué aucune recherche dans ces directions, peut-être parce que leur intérêt pratique ne justifiait pas les frais importants à engager dans une telle entreprise.

5. ROLE DES ENERGIES SUPERFICIELLES DANS LES FROTTEMENTS DES MATIERES PLASTIQUES

Toute surface solide ou liquide est, comme on l'a vu, caractérisée par une énergie superficielle unitaire qui lui est propre et qui permet pour les solides, de définir une tension critique de mouillage elle-même caractéristique du solide considéré.

Par rapport aux solides métalliques, les tensions critiques de mouillage et donc les énergies superficielles des plastiques sont très faibles. Les plastiques se comportent, en ce qui concerne les énergies superficielles, comme des liquides et « mouillent » les solides métalliques. On constate cependant un certain nombre d'anomalies par rapport aux chiffres donnés par les auteurs.

Le polyéthylène haute densité par exemple à l'état injecté, mesures prises sur des échantillons commerciaux, a une tension critique de mouillage plus faible que 31 dynes/cm, qui peut descendre jusqu'à 20 dynes/cm. Cette anomalie s'explique par la présence en surface des anti-oxydants ajoutés au poly-

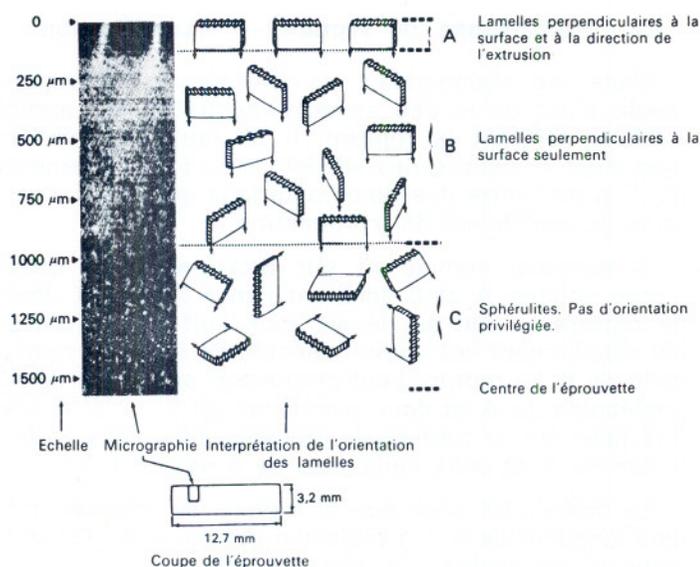


Fig. 13. — Vue partielle d'une coupe transversale et interprétation de l'orientation moléculaire dans les trois zones cristallines du Delrin

éthylène. Le plus souvent, les anomalies constatées sont dues à la nature cristalline de certains plastiques qui a pour effet de provoquer une orientation de la chaîne par rapport à la surface, et de placer à l'interface des radicaux privilégiés. Il faut donc de préférence, considérer la tension critique de mouillage de certains radicaux à celle des plastiques proprement dits.

Etant donné que d'après les auteurs, en particulier Mark et Atlas [4], l'énergie d'adhésion, qui est un des deux facteurs essentiels du coefficient de frottement, est donnée par la formule $W = \gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_1 \gamma_2$ on voit immédiatement que les propriétés de frottement de certaines matières plastiques s'expliquent par leurs basses énergies superficielles.

5.1. Rôle des radicaux polaires — « Lubrification »

La plupart des matières plastiques présentent un phénomène d'augmentation du coefficient de frottement avec la vitesse, parfaitement mis en évidence par Grosch [5].

Si l'on rapproche ces résultats de ceux que nous avons obtenus par oxydation de résines silicones, on peut avancer une explication au phénomène : sous l'effet de la chaleur au contact des deux surfaces et en présence de l'air ou des oxydes métalliques les radicaux superficiels s'oxydent pour devenir polaires et adhérer plus fortement aux surfaces suivant un processus identique à celui des silicones oxydés polaires.

La solution envisagée par les Tribologues est d'incorporer aux plastiques des substances polaires, plus facilement adsorbables que les radicaux oxydés des plastiques. La plupart des travaux publiés concernent les acides gras. Pour notre part, nos propres travaux portent tout naturellement sur des additions de silicones polaires.

5.2. Phénomènes de rupture — « Lubrification »

Dans les phénomènes de frottement, l'adhésion seule n'est qu'un des aspects du problème ; après celle-ci survient la rupture. Il ne faut pas oublier que c'est la rupture des adhésions ou le cisaillement de l'un ou l'autre des deux matériaux qui sont à l'origine du coefficient de frottement.

Supposons, comme le fait Bickerman [6], deux corps solides A et B adhérant l'un à l'autre et dont la rupture se fait au départ sous l'effet des forces de cisaillement entre une molécule de A et une molécule de B. La rupture peut progresser soit entre deux molécules de A et deux molécules de B. La probabilité pour que la rupture se propage entre deux molécules de A et deux molécules de B est de 1/3.

La probabilité pour que la rupture se propage sur une longueur de $n + 1$ molécule est égale à $1/3^n$ soit pour 10 molécules $1/3^{10}$ soit 1/59049.

Si au lieu de considérer une ligne de rupture, on considère la surface de rupture, la probabilité est encore beaucoup plus faible. Le calcul simple expli-

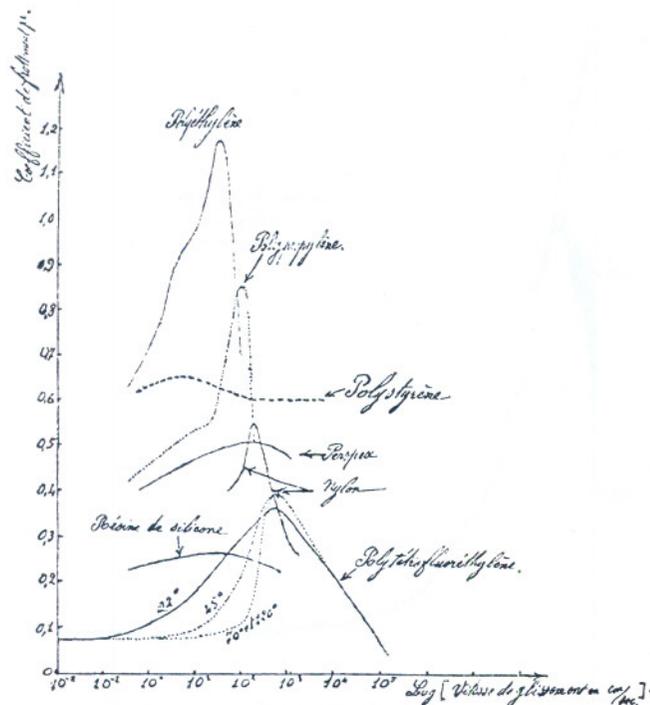


Fig. 14. — Variation du coefficient de frottement μ avec la vitesse pour différents corps macromoléculaires

que pourquoi les plastiques, dont le coefficient de cisaillement est habituellement faible, se transfèrent sur les métaux et s'usent dans ce cas rapidement.

Pour diminuer les coefficients de frottement et l'usure, il faut favoriser la rupture dans le plan de joint, et pour cela créer dans celui-ci le maximum de défauts d'adhésion en interposant un troisième corps. Les propriétés de celui-ci doivent être les suivantes.

1° Tension superficielle faible de façon à être en dessous de la tension critique de mouillage à la fois du métal et du plastique, de façon à ce que ceux-ci soient mouillés.

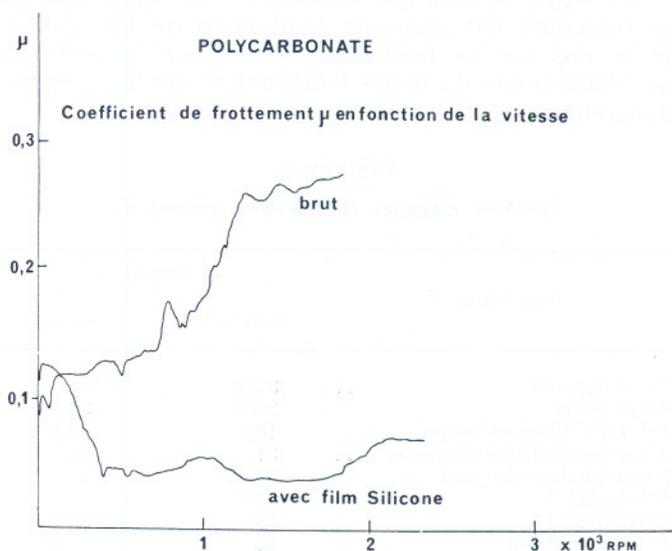


Fig. 15

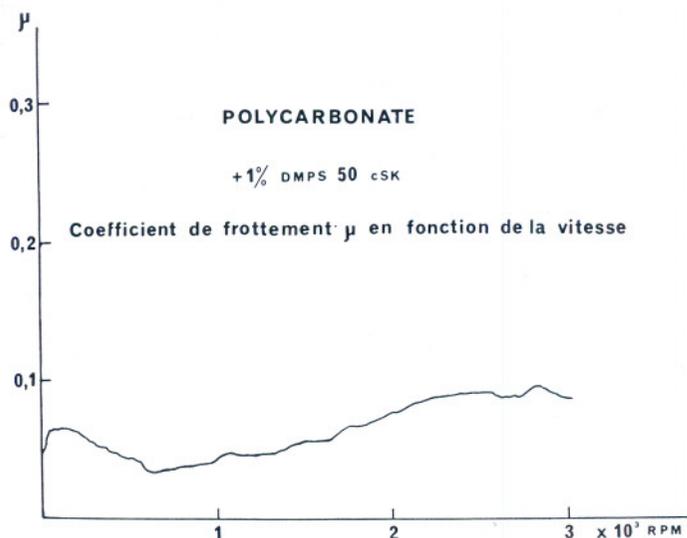


Fig. 16

2° Il faut qu'il soit non polaire de façon à éviter une adhésion propre du troisième corps à l'un ou l'autre des deux matériaux.

Les essais ont été faits à partir d'un polyamide 6/6. Le coefficient entre arbre et coussinet est croissant en fonction de la vitesse, et atteint des valeurs très élevées.

Si l'on lubrifie le coussinet avec un fluide silicone de faible tension superficielle (19 dynes/cm), et que l'on essuie très soigneusement pour ne conserver que des traces de silicones, le coefficient de frottement reste faible et stable à 0,10 environ en fonction de la vitesse.

Nos études actuelles consistent en des additions de divers types de silicones à des thermo-plastiques pour obtenir directement ce résultat.

6. CONCLUSION

L'aspect un peu particulier des phénomènes de frottement et de lubrification que nous avons présenté, et l'importance que nous attachons aux phénomènes physico-chimiques des surfaces, est propre à la micromécanique. En effet, dans ce domaine, on peut considérer :

1° Que les charges étant faibles, les phénomènes mécaniques du frottement consomment une proportion négligeable d'énergie par rapport aux phénomènes physico-chimiques d'adhérence.

2° Les très faibles quantités d'énergie mises en jeu sont presque du même ordre de grandeur que les énergies superficielles qui, de ce fait acquièrent toute leur importance.

N'étant pas un spécialiste, je n'ai certainement pas su mettre en évidence les aspects rhéologiques de ces problèmes — mais n'est-ce pas le but de ce genre de réunion de confronter des disciplines différentes pour un enrichissement commun de chacune d'entre elles ?

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ZISMAN W.A. — Record of Chemical Progress 1965, n° 1, p. 13.
- [2] TABOR et WILLIS. — Wear 13 (1969), p. 412 à 442.
WILLIS. — Nature — Vol. 221 — March 22, 1969, p. 1134 et 1135.
TABOR et WILLIS. — Wear 11 (1968), p. 145 à 162.
- [3] J. WEBREL. — Thèse de doctorat 1967 — Besançon.
- [4] H.F. MARK et S.M. ATLAS. — Colloque Adhésion et Physico-chimie des surfaces, p. 85 à 92 — Mulhouse 8-10-1969.
- [5] GROSCH. — Proc. Roy. Soc. A 274 - 21 (1963).
- [6] BECKERMAN. — Colloque Adhésion et Physico-chimie des surfaces, p. 61 à 63 — Mulhouse 8-10-1969.