

# *Les Cahiers de Rhéologie*

**26ème COLLOQUE ANNUEL**

organisé par TH. MATHIA et D. BOURGOIN

**EXTRAIT DU 10ème CONGRES FRANCAIS DE MECANIQUE**

**2 - 5 SEPTEMBRE 1991, JUSSIEU, PARIS**

**VOLUME IX, Numéro Hors Série**

**Novembre 1991**

*Résumés des Communications*

Edités par :

Le Groupe Français de Rhéologie

# LES CAHIERS DE RHEOLOGIE

## SOMMAIRE DU VOLUME IX - n° HORS SERIE

Novembre 1991

AVANT-PROPOS par D. BOURGOIN - Président du G.F.R. p. 1

### RESUMES

- 1 - The Rheology of Thin Organic Films in Concentrated Contacts  
par *B.J. BRISCOE* (Conférence Invitée) p. 3
- 2 - Orientation des cristallites de surface du graphite et du  
bisulfure de molybdène  
par *H. SAIDI, D. PAULMIER, H. NERY et T. LE HUU* p. 9
- 3 - Damorhéologie - Contribution à l'interphase fibre-matrice  
organique des composites unidirectionnels  
par *G. DALLEMAGNE* p. 13
- 4 - Approche expérimentale du comportement des interfaces de  
composites stratifiés  
par *B. LAMY, C. BURTIN* p. 17
- 5 - Caractérisation des assemblages collés sollicités à grande vitesse  
par *C. KEISLER, J.L. LATAILLADE, A. BONNARD, J.L. MARCHAND* p. 21
- 6 - Effets de surface en rhéologie des polymères  
par *A. BENALLAL* p. 25
- 7 - Sclérométrie appliquée à la caractérisation des propriétés rhéologiques  
de surface  
par *M. OUADOU et T. MATHIA* p. 29
- 8 - Viscosité superficielle. Cas des monocouches de solutions alcooliques  
de zéine  
par *S. GARCIA-FERNANDEZ, M. BARRACO-SERRA, Mme A. ADRIA-CASAS,  
E. TRILLAS-GAY, C. VALERO-FERRANDO* p. 33
- 9 - Instabilité de Rayleigh-Taylor d'un film mince : Structuration par  
propagation de fronts  
par *M. FERMIGIER, P. JENFFER, L. LIMAT, E. TOURON et J.E. WESFREID* p. 37

10 - Ecoulement diphasique dans cellule de Hele-Shaw imparfaite : Influence de défauts de mouillabilité sur la dynamique de l'interface par <i>J.F. DUPRAT, M. FERMIGIER, F. GOULAOUIC, P. JENFFER et L. LIMAT</i>	p. 41
11 - Problèmes d'inclusions à frontières mobiles par <i>H. SABAR</i>	p. 45
12 - Comportement mécanique des interfaces sols-structures par <i>M. BOULON, P. GARNICA-ANGUAS, M. ROUAINIA</i>	p. 49
13 - Un modèle élastoplastique cyclique pour l'interaction sols-structures par <i>B. BENCHEIKH et I. SHAHROUR</i>	p. 53
14 - La Rhéologie des interfaces dans les phénomènes de frottement par <i>T.G. MATHIA</i>	p. 57
15 - Phénomènes de glissements partiels et de frottement dans un contact non lubrifié par <i>T. ZEGHLOUL et B. VILLECHAISE</i>	p. 61
16 - Usure par choc et frottement - analyse de modélisation par <i>S. ZAGHDOUDI et R.J. GIBERT</i>	p. 65
17 - Extension à la magnétohydrodynamique des équations de bilan à une interface fluide-fluide par <i>SOUBBARAMAYER</i>	p. 69
18 - Détermination des contraintes de fracturation spontanée de couches minces par <i>A. GUINET et C. SURRY</i>	p. 73
19 - Ligne de contact en mouvement. Etude de la singularité dans le cas d'un transfert de masse par <i>P. SEPPECHER</i>	p. 77
20 - Elaboration d'outils d'homogénéisation pour l'étude de l'interphase dans les matériaux composites par <i>J. PASTOR, M. LAGACHE et A. AGBOSSOU</i>	p. 81
21 - Influence de la topographie et de la physico-chimie des surfaces sur la mobilité d'un liquide par <i>T. MATHIA, P. LANTERI, R. LONGERAY et A. MIDOL</i>	p. 85
22 - Mise en évidence de la dualité adhérence-fragilité des revêtements de surface par <i>B. LAMY et C. GAUTHIER</i>	p. 89
<b>CONCLUSION</b> par <i>T. MATHIA - Organisateur du Colloque</i>	p. 93

## AVANT-PROPOS

Ce 26ème Colloque Annuel du Groupe Français de Rhéologie (G.F.R.) a été développé autour du thème "Rhéologie des surfaces et des interfaces" conjointement avec l'Association Universitaire de Mécanique (A.U.M.), sous le patronage du Groupe de Concertation de Mécanique (G.C.M.).

Ce thème a été élaboré après discussion au sein, d'une part, du Bureau du G.F.R., et d'autre part, du Conseil Scientifique du 10ème Congrès Français de Mécanique à partir d'une proposition d'un membre de notre Groupe, Thomas MATHIA, Directeur de recherche au C.N.R.S. Cette proposition avait été formulée à la suite d'un appel d'offre du G.F.R. Ce thème vient compléter en apportant un éclairage nouveau ceux des Colloques de 1974 et 1977 concernant respectivement les phénomènes de surface et la rhéologie des couches minces. Il déborde la notion de rhéologie superficielle telle qu'elle est définie dans le dictionnaire de rhéologie depuis 1972 en ce qu'il traite de la transition entre rhéologie de volume et rhéologie de surface.

Le but de ce Colloque a été de rassembler des communications relatant des expériences, des modélisations ou des simulations concernant ce thème en faisant dialoguer des experts, des spécialistes et aussi des non initiés.

La série des exposés a débuté par une conférence invitée ayant pour titre "The Rheology of Thin Organic Films in Concentrated Contacts" prononcée par le Dr B.J. BRISCOE, physico-chimiste et rhéologue au département de génie chimique d'Imperial College à Londres. Dans celle-ci l'auteur a développé un outil analytique prenant en compte les propriétés rhéologiques de l'interface. Elle donne lieu à une discussion nourrie à laquelle participèrent entre autres plusieurs personnalités scientifiques.

Vingt et une communications ont suivi, réparties sur deux journées. Elles ont révélé que des recherches très actives étaient menées dans des domaines divers.

- 3 communications concernent les matériaux composites par l'endommagement de leur interphase entre matrice et renfort sous l'effet de tractions ou de flexions, par un endommagement surfacique sous l'effet d'abrasion. Des procédés d'homogénéisation prenant en compte les propriétés rhéologiques de l'interphase sont exposés.

- 2 communications portent sur la tenue de revêtements sous forme de couches minces suivant leur fragilité ou leur adhérence au support.

- 2 communications s'intéressent au comportement des interfaces sol-structure sous sollicitations cycliques ou à la modélisation de celui-ci.

- 7 communications concernent les propriétés de surface d'un liquide soit au contact d'un solide (effet de la rugosité de la paroi ou de nature chimique), soit au contact de fluides gazeux (viscosité superficielle, effet d'un champ électromagnétique), soit en couches

minces (effet de structuration par instabilité, effet de la mouillabilité dans un écoulement diphasique).

- 4 communications traitent de l'intervention des propriétés rhéologiques dans les phénomènes de surfaces tels que frottement, usure, glissement ou choc.

- 1 communication a trait au collage des assemblages (facteurs physiques et chimiques intervenant sur la tenue dynamique de la mince couche liant deux matériaux).

- 1 communication, extrêmement intéressante, sur la prise en compte de changements de volume, de forme, de composition ou d'état physique d'éléments de volume inclus dans un matériau solide sous l'effet d'un champ de contrainte.

- 1 communication développe une méthode d'étude très rationnelle des propriétés rhéologiques des surfaces sous sollicitations dynamiques, méthode s'inspirant de l'ancienne technique de sclérométrie. Le développement de cette méthode utilisant un sclérotopomètre est très prometteur de résultats nouveaux.

La très grande majorité de recherches exposées débouchent sur des applications directes dans des domaines industriels intéressant la peinture, le collage, les traitements physiques et chimiques de surfaces, les films minces, le frottement, les poudres, les colloïdes, les revêtements, les multimatériaux, les matériaux hétérogènes, etc...

Je tiens à remercier très cordialement notre collègue T. MATHIA d'avoir proposé un thème dont l'intérêt va grandissant à travers le monde. Que MM. M. BARRACO-SERRA, M. BOULON, G. BRISCOE, B. LAMY, T. MATHIA et D. PAULMIER soient aussi assurés de ma gratitude d'avoir animé les discussions entre les communicants et l'auditoire composés de plusieurs dizaines de participants.

Enfin, la tenue de ce Colloque a bénéficié de l'apport collectif de toutes les personnes du Comité d'organisation qui se sont dévouées pour que le 10ème Congrès Français de Mécanique soit une réussite et mes remerciements très chaleureux vont à Madame R. GATIGNOL, Président du Comité d'Organisation, à Monsieur M. LÉBOUCHE, Président de l'A.U.M., à Monsieur A. LAGARDE, Président du G.C.M. et à Monsieur J.P. GUIRAUD, Président du Conseil Scientifique du Congrès.

Daniel BOURGOIN,  
*Président du Groupe Français de Rhéologie.*

# THE RHEOLOGY OF THIN ORGANIC FILMS IN CONCENTRATED CONTACTS

B.J. BRISCOE

Department of Chemical Engineering,  
Imperial College,  
London, SW7 2BY,  
England

The subject of the rheology of thin organic films in concentrated contacts has a long history [1]; it is sometimes referred to as one element of what is known as "boundary lubrication" [2]. The basic idea is that when two solid bodies are slid over one another the frictional work is dissipated, in many circumstances, within a thin organic layer in an interface interphase or boundary layer. Fig. 1 illustrates this concept [3]. A quantity is defined as the friction force,  $F$ , per unit of real contact area,  $A$ , and is henceforth denoted by the symbol,  $\tau$ . This quantity has been variously termed but it is a description of the capacity of the system to dissipate frictional work; it is commonly called the "interface shear stress", or the "interface shear yield (or flow) stress".

The property described by  $\tau$  has an important significance in tribology; it provides part of the quantification of the adhesion component of friction [4]. In addition, it provides a means of investigating the rheological properties of thin layers which are undergoing shear under peculiar conditions. In Fig. 1 are introduced the critical external variables which are known to influence the magnitude of  $\tau$  for a given system. In this group of contact pressure ( $P$ ), temperature ( $T$ ), nominal strain rate ( $\dot{\epsilon}$ ) and contact time ( $t_c$ ), it is normally the former which is of the most practical interest. It will be seen later that it is contact pressure sensitivity which often controls the magnitude of the classical friction coefficient; defined in Fig. 1 as  $F/W = \mu$  where  $W$  is the applied normal load.

This short paper will begin with a brief outline of the ways in which  $\tau$  has been measured and its sensitivity to contact variables established. The next part provides a summary of selected data. The final parts of the paper describe the precedents adopted previously to interpret the significance of  $\tau$  and its functionality to the contact variables.

## THE MEASUREMENT OF $\tau$

The first requirement is to measure  $F$  as a function of  $A$ . The former is quite trivial, the latter is a potentially intractable problem. Bridgeman used hydrostatic interfacial constraint and rotated anvils [5]. Other workers have used model contacts comprising mica [6], inorganic glasses [7], ductile metals [8] and polymers [9]. With mica substrates it is possible to estimate  $A$  by optical examination. The use of the other substrates invariably necessitates the introduction of certain assumptions in order to estimate the magnitude of the real area of contact.

## THE FUNCTIONALITY OF $\tau$

### Contact Pressure

Bridgeman using anvils and later Towle using the same method, generally showed that  $\tau$  was

a good linear function of  $P$  for most solids. Bowers and Zisman [10] and the present author have used a range of model contacts [11]. Tabor and the present author, in conjunction with others, have used mica substrates [12]. The general result of these studies is that the following empirical relationship is a good approximation.

$$\tau = \tau_0 + \alpha P \quad (1)$$

Recalling that  $F = \tau A$  and  $\mu = F/W$  then

$$\mu = \frac{\tau_0}{P} + \alpha \quad (2)$$

For high contact pressure  $\mu \rightarrow \alpha$  and hence the interest in the quantity  $\alpha$  and its physical origin.

### Temperature [8]

Many experimental configurations allow the film temperature to be changed under isobaric conditions. There has been observed to be a rich spectrum of response reflecting phase transitions and glass transition temperatures. Essentially,  $\tau$  is often found to be insensitive to temperature or is a strongly decreasing function of temperature. The former is characteristic of brittle and the latter ductile films. The yield property of the film is found to be a function of its chemical composition as well as its chemical and environmental history.

Often,

$$\tau = \tau_0' \exp Q/RT$$

is a good fitting expression where  $Q$  is either near zero or about  $15 \text{ kJmol}^{-1}$ .

### Velocity, Contact Geometry, Film Thickness [13]

Led by the idea that the film is undergoing a process akin to bulk shear in a transient quasi hydrostatic environment, two features have been incorporated to describe the combined influences of relative velocity, contact area and film thickness. The nominal strain rate,  $\dot{\epsilon}$ , is taken as  $V/h$  where  $h$  is the film thickness. Thence,

$$\tau = \tau_0''' \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}$$

where  $\dot{\epsilon}_0$  is some characteristic strain rate.  $\tau_0'''$  is the related material response parameter. The contact time variable is more subtle in its origin. In a sliding contact the apparent stress is applied for a period of the order of  $a/V$  where  $a$  is a characteristic contact length.  $\tau$  is a strong function of  $P$  but the belief is that whilst the pressure applied may be  $P$ , a finite time (perhaps infinite time) is required for the layer to respond to the stress in a way which is manifest in the increase in  $\tau$ . Hence, a frictional pressure,  $P_f$ , may be introduced where

$$\alpha = \alpha_0(P_f); P_f = f(t_c, P)$$

$$\alpha \rightarrow \alpha_0 \text{ as } t_c \rightarrow \infty$$

## INTERPRETATION OF INTERFACIAL RHEOLOGY

There seems to be three general ways of interpreting the interfacial rheology characteristics of the systems reviewed above.

The first is to assess whether  $\tau$  has the characteristics and the magnitude associated with the bulk shear yielding of comparable materials. Often such materials are not available in a form suitable for bulk deformation studies. This is the least problem. The contact conditions, even under the mildest simulations, introduce contact pressures, contact times and nominal rates of shear which cannot, in combination, be produced by the use of the most sophisticated conventional rheometers or testing machines. However, one can make guesses about what might happen to  $\tau$  in concentrated contacts based upon an extrapolation of bulk deformation under less severe conditions. As far as can be judged on this basis the hypothesis that, "interface shear in concentrated contacts is analogous to bulk shear if bulk shear could be promoted under comparable condition to those existing in interface shear", is valid. The truth is that we will probably never know whether this is correct with any secure certainty [14].

The second approach, which really follows on from the above, adopts models for bulk flow for the interface shear processes. The Eyring Model is an example which has merits, in spite of its many detractors. It has at least two virtues. The first is that the stress modified thermally activated model will readily produce expressions which account for the observed empirical trends with P, T and  $\epsilon$ . The second is that the Eyring expressions provide activation energies, and characteristic volumes to characterise the microscopic strain relaxation processes which are assumed to occur in the layer to accommodate the imposed macroscopic strain introduced by the relative motion of the adjacent substrates. The approach seems to have value [12, 15, 16]. Recall the significance of  $\alpha$  and its relationship to  $\mu$ . The Eyring Model suggests that  $\alpha$  is a ratio of two characteristic volumes; a pressure activation volume divided by a stress activation volume. These are notional volumes but may be ascribed as follows. The pressure activation volume is the local volume relaxation (expansion) which must occur to facilitate the migration of the species in the thermally activated stress gradient of an entity whose characteristic size is described by the stress activation volume.

The final approach is naturally the recourse to molecular dynamic simulation. The early attempts were simply micro topographical in nature and were intrinsically non-dissipative. This subject is now in a state of revival and by the time this article appears any reference may be redundant. Note, only that the works of David Heyes, Uri Landman, Jacob Israelachvili, Steve Granik and others as examples of a renewed attempt to relate microscopic shear dissipated to microscopic phenomena in thin films[ see for example 17]

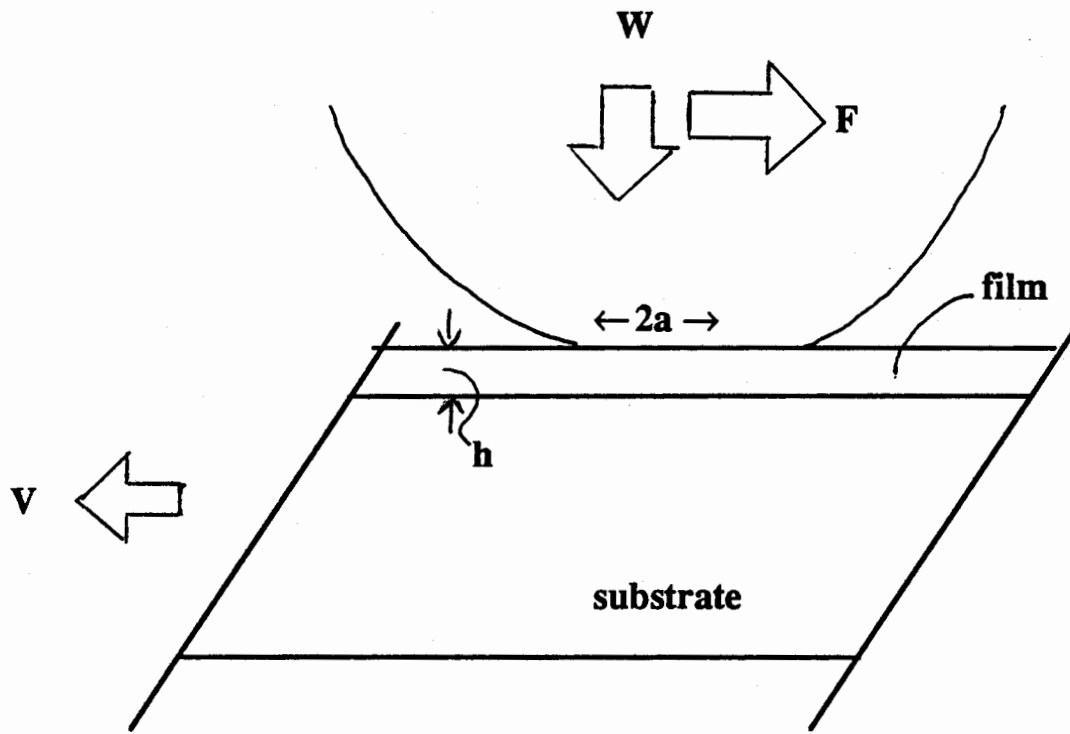
## REFLECTION

This area has a rich history and a familiar practical consequence. It might, in the current meeting, be viewed as simply another means of investigating the flow characteristics of complex organic materials under rather extreme deformation conditions. Many questions may be posed regarding the significance for the data now available. Nevertheless, these data are not inconsistent with the expected behaviour of bulk systems under albeit conditions which cannot conceivably be produced by other means. My purpose was to suggest that this type of system, thin films in shear in concentrated contacts, is a rather special rheological experiment. Naturally, the interpretation of these data will evolve and improve as our ability to interpret bulk rheological data in terms of microscopic processes improves. Whatever, the interfacial rheological parameter,  $\tau$ , will remain a key parameter in the interpretation of the behaviour of certain frictional couples. Actually, the major problem in this cause will probably be the prediction of the real area of contact between rough contacting bodies.



## REFERENCES

1. Dowson, D., "History of Tribology", Longmans (1979).
2. Hardy, W.B. and Doubleday, I., *Proc. Roy. Soc.*, A104, p.25 (1923).
3. Bowden, F.P. and Tabor, D., "Friction and Lubrication of Solids", Oxford Press (1950).
4. Briscoe, B.J., *Phil.Mag.*, A43, p.511 (1981).
5. Bridgman, P.W., *Phys.Rev.*, 48, p. 825 (1935).
6. Bailey, A.I. and Courtney-Pratt, J.S., *Proc. Roy. Soc.*, A227, p. 500 (1955).
7. Briscoe, B.J., Scruton, B. and Willis, F.R., *Proc. Roy. Soc.*, A333, p. 99 (1973).
8. Briscoe, B.J. and A.C. Smith, *Reviews on the Deformation Behaviour of Materials III*, No. 3, p. 151 (1980).
9. Briscoe, B.J. in "Friction and Traction", edited by D. Dowson *et al*, IPC Press, Guildford 1981, p.99.
10. Bowers, R.C. and Zisman, W.A., *J. Appl. Phys.*, 39, p. 5385 (1968).
11. Briscoe, B.J. and Tabor, D., *J. Adhesion*, 9, p.145 (1978).
12. Briscoe, B.J. and Evans, D.C.B., *Proc. Roy. Soc.*, A380, p. 389 (1982).
13. Briscoe, B.J. and Smith, A.C., *J.Phys.D.Appl.Phys.*, 15, p. 579 (1982).
14. Briscoe, B.J. and Smith, A.C., *Polymer*, 22, p.158 (1981).
15. Amuzu, J.K.A., Briscoe, B.J. and Tabor, D., *Trans.Amer.Soc.Lub.Engrs.*, 20(2), p.152 (1977).
16. Tabor D., in "Microscopic Aspects of Adhesion and Lubrication", ed. J.M. Georges, Elsevier Pub. (1982).
17. van Alsten, J. and Granik, *Trans.Amer.Soc. Trib. and Lub.Engrs*, Tribology Transactions, 33(3), p.436 (1990).



**Friction coefficient  $\mu = F/W$**

**Contact Area;  $A = \pi a^2$**

**$\tau = F/A$ ; Interface shear stress**

**$P = W/A$  ; Mean contact pressure**

**$\varepsilon = V/h$ ; Nominal strain rate**

**$V$ ; relative sliding velocity;  $h$ ; mean film thickness**

**$t_c = 2a/V$ ; a characteristic contact time**

**Figure: 1: Schematic diagram of a model contact defining the main contact variables**

## ORIENTATION DES CRISTALLITES DE SURFACE DU GRAPHITE ET DU BISULFURE DE MOLYBDENE

H. ZAIDI, D. PAULMIER, H. NERY et T. LE HUU

Laboratoire E.R.M.E.S; CNRS; ENSEM; UNIVERSITE de NANCY II  
2, Avenue de la foret de Haye 54320 Vandoeuvre.

### I- INTRODUCTION

Les matériaux lamellaires ont un caractère lubrifiant lorsque leurs plans de clivage sont orientés parallèlement au plan de glissement. La contrainte tangentielle de cisaillement entre couches est faible. Cependant lorsque cette orientation disparaît, les défauts tels que des dislocations ou des marches...etc prédominent dans la réponse en glissement aux contraintes normales appliquées. On observe ainsi une usure abrasive et un endommagement important des surfaces glissantes(1-4).

La présence de liaisons pendantes modifie la structure électronique de l'interface et influence ainsi le comportement lors du contact. Lorsque les liaisons entre les deux faces sont fortes, une adhésion importante a lieu aux jonctions de contact et joue un rôle prédominant dans l'usure du matériau. Ainsi, l'environnement gazeux, par processus d'adsorption, modifie les caractéristiques et le comportement mécanique du contact. Le but de cette étude est de discuter l'influence de la vapeur d'eau sur les phénomènes d'orientation superficielle du graphite et du bisulfure de molybdène  $\text{MoS}_2$ . Son influence sur la saturation des liaisons pendantes a été discuté ailleurs (5-8).

Sous l'action d'un frotteur, l'orientation des plans de forte densité se développe à la surface du graphite en présence de la vapeur d'eau (8), ce qui conduit à de faible coefficient de frottement. Au contraire l'eau fixée à la surface du bisulfure de molybdène  $\text{MoS}_2$  a pour conséquence de diminuer son pouvoir lubrifiant (3,4). Ces deux conséquences contraires de l'adsorption de la vapeur d'eau s'expliquent de la façon suivante :

L'adsorption de la vapeur d'eau par les matériaux modifie leurs propriétés mécaniques superficielles telles que la dureté ou la résistance à l'abrasion. Lorsque l'énergie de liaison entre adsorbat-substrat est supérieure à l'énergie de liaison du substrat  $E_s$ , il y a durcissement de la surface. Au contraire, si l'énergie adsorbat-substrat est inférieure à  $E_s$ , il y a adoucissement de la surface. En général, tout transfert électronique, quelque soit son sens, modifie le comportement rhéologique de la surface. Le degré de modification et l'épaisseur du matériau concernée dépendent de la valeur absolue de ce transfert (9).

## II- EFFET DE L'EAU SUR LE COMPORTEMENT EN FROTTEMENT DU GRAPHITE.

Comme la vapeur d'eau s'adsorbe faiblement sur les plans basals de graphite, elle modifie peu son comportement rhéologique superficiel. La condensation de grandes quantités ainsi physisorbées remplit les pores du matériau et par insertion entre les plans basals (001) produit une expansion et améliore l'aptitude au glissement du matériau.

La déformation plastique du graphite polycristallin par le frotteur est à l'origine de la formation de texture ou orientation préférentielle superficielle. La recristallisation commence après un certain taux de déformation du réseau cristallin des grains (10-11). Cette recristallisation superficielle par déformation ne provient pas d'une simple rotation des grains, mais de changement d'orientation cristallographique dans le grain. Le taux de recristallisation superficielle est fonction de la quantité d'eau adsorbée par l'échantillon, de la charge normale appliquée au système (donc du taux de cisaillement et de compression), et de la vitesse de glissement (donc en particulier de la vitesse de déformation et de la température d'échauffement).

Ceci est à rapprocher des résultats d'études géologiques qui montrent que certaines roches, tels que les quartz, changent de texture par fluage (sous des contraintes permanentes) (12-13). Ce changement n'a lieu qu'en présence de l'eau. Paterson et Col. (14) ont montré qu'il y a un adoucissement hydrolytique important du quartz à partir d'une concentration critique des radicaux OH. Le cristal riche en radicaux OH devient ductile. La température de transition  $T_c$  (ductile/fragile) en fonction de cette concentration peut s'exprimer par la relation:

$$T_c = T_k + A \cdot \ln(1 - [\text{OH}])$$

où  $T_k$  est la température de transition du matériau à sec, et A une constante liée au matériau.

Cette relation montre le déplacement de la zone transitoire vers des températures plus basses lorsqu'augmente la concentration des OH. L'accroissement de la vitesse de déformation déplace également  $T_c$  vers les basses températures. A vitesse de déformation élevée, la déformation est dominée par un processus de rupture fragile aux températures ordinaires.

## III- EFFET DE L'EAU SUR LE COMPORTEMENT EN FROTTEMENT DU BISULFURE DE MOLYBDENE

L'effet néfaste des traces de vapeur d'eau sur le bisulfure de molybdène  $\text{MoS}_2$  peut être expliqué par une forte interaction entre la molécule d'eau dipolaire et certaines orbitales du molybdène de type d (15). Une telle interaction forte de type chimique peut empêcher la rotation des cristallites et par conséquent leur orientation sous la contrainte tangentielle du frotteur.

L'expansion de la maille est contrôlée par le spectre électronique du cristal. L'expansion du bisulfure de molybdène dans la direction perpendiculaire au plan basal est maximale sous vide, ce qui conduit à une faible valeur de la contrainte de cisaillement limite et confère au matériau ses propriétés lubrifiantes.

#### IV- CONCLUSION

L'influence opposée de l'eau sur les propriétés lubrifiantes du graphite et du MoS<sub>2</sub> s'explique par l'action des radicaux OH sur la transition ductile-fragile. La contraction de la maille du MoS<sub>2</sub> sous l'effet de l'eau durcit le matériau, et contrarie l'orientation des cristallites sous l'effet de la contrainte appliquée. Tandis que l'expansion du graphite en présence d'eau conduit à un adoucissement du matériau et favorise la réorientation des cristallites de surface.

#### REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES:

- 1) R. H. Savage, J. Appl. Phys. 19(1948) 1.
- 2) J.K. Lancaster and J.R. Pritchard, J. Phys. D (Appl. Phys.) 13(1980)1551.
- 3) D.H. Buckley " Surface effect in adhesion, friction, wear and lubrication ", Tribology, Série 5, 1981.
- 4) I. R. McNab, in: Fundamentals of Tribology, Eds. N. P. Suh and N. Saka ( MIT Press, London, 1980) p.333.
- 5) J.K.Lancaster and J. R. Pritchard, J. Phys. D: Appl. Phys. 14(1981), p. 747-762.
- 6) H. Zaidi, A. Mezin, M. Nivoit and J. Lepage, Appl. Surf. Sci. 40(1989) 103.
- 7) H. Zaidi, D. Paulmier and J. Lepage, Appl. Surf. Sci. 44(1990) 221.
- 8) H. Zaidi and D. Paulmier, J. Chim. Phys., sera publié
- 9) R. Ramboarina, THESE d'ETAT soutenue en 1990 à Nancy (France)
- 10) S. Burrows, J. Humphreys and S. White, "Dynamic recrystallisation" 75-79 (102)Edition CNRS, Colloque International - Octobre 1978 (FRANCE)
- 11) E. H. Rutter and S. H. White, "The microstructures and rheology of fault gouges ....", 101-109, (102)Edition CNRS, Colloque International - Octobre 1978 (FRANCE)
- 12) P. Parnière, "Analyse de la formation des textures de déformation dans les polycristaux", 216- 222, (102)Edition CNRS, Colloque International - Octobre 1978 (FRANCE)
- 13) G. S. Lister, "Fabric transitions in plastically deformed quartzites", 232-241, (102)Edition CNRS, Colloque International - Octobre 1978 (FRANCE)
- 14) M. S. Paterson and K.R.S. Kekulawala, "The role of water in quartz deformation", 92- 98, (102)Edition CNRS, Colloque International - Octobre 1978 (FRANCE)
- 15) W. E. Jamison, in Proceeding of the 2nd International Conference on solid Lubrication, ASLE SP- 6(ASLE, Park Ridge, IL, 1978), p.1.

"DAMORHEOLOGIE" - CONTRIBUTION A L'INTERPHASE FIBRE-MATRICE ORGANIQUE  
DES COMPOSITES UNIDIRECTIONNELS

G. DALLEMAGNE

Centre Commun de Recherches Louis-Blériot, Département Matériaux  
AEROSPATIALE  
12, rue Pasteur, BP.76, 92152 SURESNES Cédex, FRANCE

## I. INTRODUCTION

La matrice, le renfort et la nature de l'interphase sont les trois paramètres qui régissent les propriétés mécaniques dynamiques et de fatigue d'un matériau composite.

L'interphase est constituée des interfaces des zones adjacentes entre fibre et matrice, et qui comprend l'agent pontant ou ensimage. Elle s'étend à une distance finie dans la matrice où il peut exister un gradient de concentration du durcisseur.

Pour mettre en évidence les propriétés de l'interphase, il convient de choisir des essais mécaniques dynamiques appropriés qui la sollicitent préférentiellement.

Dans cette optique, deux types d'essais ont été développés pour caractériser l'endommagement à l'interphase fibre-matrice dans les matériaux composites unidirectionnels 0° à matrice organique : carbone-époxyde par le biais de techniques "Damorhéologiques" [1] [2] :

- cisaillement dynamique dans l'axe des fibres,
- fatigue par flexion ondulée trois points suivie de spectrométrie mécanique dynamique.

## II. Damorhéologie

### II.1. Cisaillement dynamique dans l'axe des fibres

L'échantillon est endommagé sur viscoélasticimètre en faisant croître le déplacement dynamique et les dommages causés sont détectés et quantifiés simultanément sur le même viscoélasticimètre.

Les mesures de module de cisaillement et du facteur de perte permettent de mettre en évidence de faibles modifications dans la qualité de l'interphase : réversibilité des interactions fibres-matrice confirmée par "R-X" (bain opacifiant  $ZnI_2$ ).

Au cours de la sollicitation dynamique, il y a altération des sollicitations de l'interphase. Mais dès cessation de la déformation, le matériau recouvre vers sa conformation initiale ; sans endommagement résiduel détectable. Cette recouvrance révèle que ce sont les liaisons physiques qui sont perturbées, plutôt que chimiques de type dipôle-dipôle ou hydrogène. Ces liaisons sont favorisées par la proximité des atomes mis en jeu. Le cisaillement imposé va donc rompre cet état d'équilibre des forces établi au sein de l'interphase.

Notre expérience ne permet pas de corréler cet essai à celui de fatigue par flexion ondulée trois points. Néanmoins, il permet de comparer différents matériaux et les résultats fournis peuvent constituer un critère de choix d'un matériau relatif aux propriétés interfaciales : choix d'un traitement de fibres, d'un ensimage, etc...

## II.2. Fatigue et spectrométrie mécanique dynamique

En fatigue ondulée sinusoïdale par flexion trois points, on détermine le taux d'endommagement à partir de la courbe d'endurance. L'étude des relaxations des échantillons de composites endommagés par Spectrométrie Mécanique Dynamique (DMS) permet de détecter et quantifier les dommages subis.

L'étude en fatigue par flexion trois points s'est révélée, entre autres méthodes d'endommagement, être la seule technique qui permette de réaliser un endommagement lent et progressif.

Des critères d'endommagement, représentatifs du comportement du matériau, sont définis à partir des durées de vie à différents niveaux de sollicitation : exploitation statistique de Weibull et diagramme de Wöhler.

La légère diminution du taux d'endommagement est principalement observée dès les premiers cycles, due à la rupture prématurée de fibres se produisant dès la mise en charge ; ces constatations étant validées par des radiographies "R-X" et des coupes micrographiques.

Ces essais de fatigue permettent de comparer rapidement la tenue en service des matériaux.

Les analyses "DMS" consécutives de composites endommagés en régime dynamique par vibrations forcées mettent en évidence des phénomènes de relaxation qui sont reliés aux divers paramètres mis en jeu dans le comportement du matériau composite. Les spectres mécaniques en torsion rectangulaire et en flexion (trois points et "double cantilever") : isochrones à températures variables, révèle la présence de deux relaxations :

- \* Relaxation principale  $\alpha$  à haute température qui est liée à la température de transition vitreuse et, par conséquent, est associée aux mouvements d'importants segments de chaîne.
- \* Relaxation secondaire  $\beta$  à basse température qui est attribuée à certains mouvements de segments moléculaires dépendants de la structure chimique des composés utilisés. La diversité et la complexité de segments mobiles ont conduits à de nombreuses controverses dans la littérature.

Les caractéristiques de ces deux relaxations : température, niveau et intensité, varient en fonction du niveau de sollicitation et du taux d'endommagement.

Par torsion "UDO°", où l'on sollicite préférentiellement la matrice à l'interphase, nous avons constaté une corrélation de l'intensité de relaxation en fonction du taux d'endommagement ; phénomène confirmé par "R-X". Pour détecter une décohésion interfaciale résiduelle qui provoquerait une sollicitation moins importante de la matrice et donc une diminution du niveau d'amortissement, nous avons réalisé les analyses "DMS" par flexion trois points (ou double cantilever), sollicitant préférentiellement l'interphase que la matrice comme en torsion.

Dans cette partie, nous avons également mis en évidence une réversibilité des interactions fibre-matrice conduisant à une rigidification des zones interfaciales et permettant une accommodation du matériau lors des essais de fatigue, intervenant surtout entre fatigue et analyses "DMS", explicitant que l'endommagement réalisé en fatigue soit peu ou prou détecté rhéologiquement par torsion après relaxation du matériau endommagé ; l'analyse par "R-X" servant de référence pour interpréter les résultats.

Nos investigations nous ont conduit à discriminer deux types d'endommagements. L'un au sens strict, est un phénomène irréversible, confirmé par "R-X", et coupe micrographique. L'autre, révélé par la diminution du taux d'endommagement, peut être qualifié "d'endommagement dynamique" et ne pourra être validé qu'à partir d'analyses rhéologiques "In-Situ" au rhéomètre cyclique (voir paragraphe 3) ; s'affranchissant du phénomène de réversibilité et d'accommodation des composites carbone.

### II.3. Discussion

Ces investigations damorhéologiques nous ont permis de mettre en évidence, d'une part, l'intérêt des analyses mécaniques dynamiques pour déceler et quantifier un endommagement et, d'autre part, les caractéristiques des zones interfaciales influençant considérablement le mode d'endommagement.

Nous avons constaté une réversibilité partielle des interactions fibre-matrice aux faibles déformations.

Les fibres non traitées engendrent un endommagement rapide dû aux faibles interactions mais aussi à des ruptures dans les couches externes de faible cohésion des fibres. L'oxydation des fibres provoque un recul de l'endommagement vers des déplacements dynamiques plus grands, signe d'une meilleure adhérence. La présence d'un ensimage conduit à la formation d'une interphase légèrement mobile et donc à une réversibilité supérieure des interactions fibre-matrice. De plus, cette zone permet de réaliser une accommodation du matériau durant les premières étapes d'un essai de fatigue.

Les composites à fibres ensimées présentent alors un endommagement réduit et la bonne adhérence fibre-matrice favorise la propagation d'une fissure dans la matrice, perpendiculairement à la fibre.

### III. RHEOMETRIE CYCLIQUE

Afin de nous affranchir des phénomènes de relaxation de la matrice et de l'interphase entre les étapes de caractérisation et afin de tenir compte des modifications réelles survenues pendant le processus de fatigue, il faut donc suivre la capacité d'amortissement du matériau au cours de la sollicitation cyclique ; conduisant à proposer une nouvelle méthodologie qui aboutit à la mise au point d'un rhéomètre cyclique dont la caractérisation repose sur l'étude de l'énergie dissipée par le matériau à partir des cycles de chargement.



Pour mettre en place des traceurs d'endommagement "plus fins" que la mesure de rigidité, un appareillage spécifique couplant la sollicitation de fatigue et la mesure des caractéristiques amortissantes a été conçu et mis au point par l'ECL [3].

Des traceurs d'endommagement permettent de détecter et de suivre l'apparition des premiers dommages non accessibles par le suivi de la perte de rigidité ainsi que de suivre l'évolution instantanée des propriétés globales, en particulier au travers des quantités d'énergies restituée et dissipée (aire du cycle de charge).

On recherche une modification de l'amortissement dynamique suite à un processus d'endommagement, en relevant un accroissement de  $\text{tg } \delta$  avec la perte de rigidité. Cette évolution du comportement rhéologique au cours de la sollicitation est la seule mesure qui puisse rendre compte du comportement réel en fatigue. On observe une diminution sensible de l'énergie dissipée (aire du cycle effort-déplacement en fonction de N).

Cette technique, outre le suivi classique de perte de rigidité, permet de décrire le cheminement de la face tendue par suivi optique ainsi que les analyses des énergies : dissipée (hystérésis du frottement interne) et libérée sous forme d'ondes élastiques ; l'identification des premières ruptures étant obtenue en couplant le rhéomètre cyclique à la technique d'analyse par émission acoustique pendant le processus de fatigue.

Il apparaît, à partir des premiers résultats expérimentaux, que l'endommagement en fatigue semble contribuer à "désolidariser" du comportement global initial, la contribution respective de chaque constituant.

#### IV. CONCLUSIONS

La fatigue des composites "UDO°" carbone-époxyde doit être abordée dans un esprit de tolérance aux premiers défauts. Il est indispensable de bien identifier l'endommagement lors de la première mise en charge : les mécanismes d'évolution lui sont étroitement associés. Ainsi, il n'est pas judicieux de rechercher une limite d'endurance intrinsèque des composites carbone-époxyde, il faut plutôt aborder la fatigue en terme de tolérance aux premiers défauts.

La finalité de ces recherches doit permettre une meilleure compréhension et une modélisation des mécanismes d'endommagement par fatigue, pouvant proposer à terme des traitements de surface de fibres afin d'optimiser les propriétés des zones interfaciales vis-à-vis de la tenue en fatigue.

#### REFERENCES

1. G.DALLEMAGNE : "Etude viscoélastique de l'endommagement à l'interface fibre-matrice dans les composites". Contrat DRET n°87.34.486 - Rapport d'étude final AEROSPATIALE DCR/M-50442/F-91.
2. P.PERRET : "Caractérisation des réseaux polyépoxy - Etude des zones interfaciales dans les composites unidirectionnels fibres de carbone-matrice polyépoxy DGEBA/DDM". Thèse Docteur-Ingénieur, Université "Claude Bernard" Lyon I, n° ordre : 549, 07.11.88.
3. L.FIORE : "Contribution à l'étude du comportement en fatigue de matériaux composites à renfort verre unidirectionnel". Thèse Docteur-Ingénieur, Ecole Centrale de Lyon, 88-20, 1988.

## APPROCHE EXPERIMENTALE DU COMPORTEMENT DES INTERFACES DE COMPOSITES STRATIFIES

LAMY.B., BURTIN C.

Laboratoire Matériaux. Groupe Polymères, Composites, Multimatériaux  
Ecole Nationale Supérieure de Mécanique  
1, rue de la Noë, 44072 NANTES Cedex 03

Des processus d'usinage par enlèvement de matière sont souvent nécessaires pour élaborer des pièces en matériaux composites. Des endommagements surfaciques peuvent alors apparaître, complexes dans le cas de composites de par l'anisotropie et l'hétérogénéité du multimatériau. Par exemple, si le composite se présente sous la forme d'un bloc stratifié, et si on considère qu'une rayure élémentaire à l'aide d'une pointe abrasive modélise le processus d'enlèvement de matière, la morphologie de cette rayure est essentiellement fonction de la face du matériau sollicitée, la trace abrasive pouvant être parallèle, antiparallèle, perpendiculaire aux fibres et aux interfaces entre plis. Des effets d'échelle sont par ailleurs mis en évidence, les endommagements pouvant s'initialiser au niveau des interfaces fibre-matrice (échelle microscopique) ou au niveau des interfaces entre plis élémentaires (échelle mésoscopique). Etant générés par un processus abrasif, les mécanismes qui contrôlent ces endommagements peuvent être analysés par les techniques d'indentation et de sclérométrie, comme il a été montré par ailleurs [1], [2].

Aussi des investigations expérimentales ont été effectuées sur des blocs stratifiés en matériaux composites (constitués de plis unidirectionnels, Fig.1.) afin de quantifier ces endommagements et de définir des critères simples permettant de quantifier la cohésion du matériau. Deux types d'essais ont été effectués:

- essais d'indentation statiques à l'aide d'une pointe pyramidale Vickers, à base carrée et d'angle au sommet  $136^\circ$ ;
- essais de sclérométrie pendulaire à l'aide de pointes abrasives coniques et semi-coniques de différents angles au sommet  $2\theta$ , Fig.2. . Dans le cas des pénétrateurs semi-coniques, la face d'attaque est, au cours de l'essai, la face plane, et l'angle d'attaque est de  $90^\circ$ .

Les essais d'indentation ont été effectués sur les faces (b) perpendiculaires aux plis, Fig.1., afin de contrôler la cohésion interlaminaire, les essais de sclérométrie ont été effectués sur les faces (a) parallèles aux plis afin d'analyser la cohésion fibre-matrice.

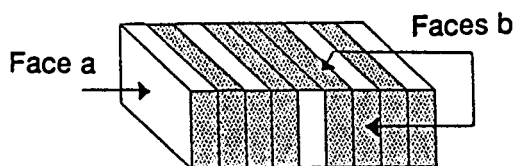


Fig.1. Faces du composite sollicitées

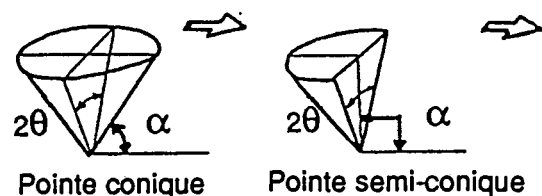


Fig.2. Pointes abrasives

## I ESSAIS DE SCLEROMETRIE SUR LES FACES (a)

Les essais ont été effectués à l'aide d'un dispositif de sclérométrie pendulaire. Le pénétrateur dont la géométrie est conique ou semi-conique est fixé à l'extrémité d'un pendule rigide. Sur la portion la plus basse de l'arc de cercle qu'il décrit, le pénétrateur engendre une trace abrasive sur la face plane horizontale et fixe de l'échantillon. Dans le cas d'un matériau macroscopiquement homogène et ductile, le sillon abrasif est dû à un processus de coupe (pénétrateur semi-conique) ou à un refoulement plastique (pénétrateur conique). L'énergie dissipée lors de l'essai,  $\Delta E$ , peut être calculé analytiquement [3]. Le modèle de déformation et labourage plastique permettant le calcul de  $\Delta E$  peut également être appliqué aux matériaux semi-fragiles [4], pour lesquels la rayure est fragile au delà d'une certaine profondeur de pénétration, avec présence d'éclats latéraux, déformation plastique et fissuration opérant alors à même échelle [5].

Dans le cas du matériau composite testé, macroscopiquement hétérogène, les essais effectués ont mis en évidence des morphologies de rayure très particulières.

- On retrouve les morphologies types de labourage plastique et de coupe avec respectivement les pénétrateurs coniques et semi coniques;

- Un processus d'endommagement particulier, avec épilation des fibres latéralement à la trace abrasive se produit lorsque la rayure est perpendiculaire aux fibres, Fig.3. Ce processus propre au composite à fibres longues, correspond à une décohésion latérale du matériau, nécessite une dissipation d'énergie complémentaire, et, se révèle particulièrement important dans le cas de pénétrateurs de faibles angles au sommet ou semi-conique (angles d'attaques supérieurs à  $30^\circ$ ).



Fig.3. Morphologie des rayures

La dégradation de la surface intéresse alors le volume  $A$  du sillon abrasif et un volume complémentaire latéral  $a$ , Fig. 3. Il est alors intéressant de considérer l'énergie spécifique d'abrasion du matériau, énergie  $\Delta E$  nécessaire pour endommager par fracture un volume  $V$ , soit  $\Delta E / V = p'$ . En cas d'épilation, rayure perpendiculaire aux fibres:

$$\Delta E_{\perp} / (A+a) = p' \quad (1)$$

Sans épilation, rayure parallèle aux fibres, par exemple:

$$\Delta E_{//} / A = p' \quad (2)$$

Les relations (1) et (2) permettent d'obtenir l'expression de  $a/A$  :

$$a/A = -1 + ((\Delta E_{\perp} / A) / (\Delta E_{//} / A)) \quad (3)$$

Les essais sclérométriques permettent de quantifier le processus d'épilation latéral fibre-matrice et la cohésion du matériau à l'occasion d'un endommagement surfacique : le terme  $a/A$  caractérise le processus d'épilation et est fonction de l'angle d'attaque  $\alpha = 90^\circ - \theta$ , soit  $a/A = g(\alpha) = \xi(\alpha - (\pi/6))$ , l'évolution de  $a/A$  en fonction de  $\alpha$  étant linéaire et l'épilation nulle pour  $\alpha < 30^\circ$ ,  $g(\alpha) = 0$ . Quelle que soit l'orientation des rayures abrasives ou des sillons d'usage, on a:

$$\Delta E_{//} / A = p' \quad (4)$$

si les rayures sont parallèles aux fibres ou perpendiculaires avec  $\alpha < 30^\circ$ ,

$$\Delta E_{\perp} / A = p' (1 + \xi(\alpha - \pi/6)) \quad (5)$$

si les rayures sont perpendiculaires aux fibres, et, avec  $\alpha > 30^\circ$ .

La pente  $\xi$  de l'évolution linéaire de  $g(\alpha)$  caractérise la spécificité du composite,  $\xi$  sera d'autant plus important que le matériau sera sujet à la décohésion fibre-matrice lors d'une sollicitation abrasive à la surface d'un pli.

## II ESSAIS D' INDENTATION SUR LES FACES (b)

La technique consiste à poinçonner quasi-statiquement avec un diamant Vickers la surface de l'échantillon. Les essais sont pratiqués sur les faces (b) à différentes charges  $W$  et à différentes distances  $z$  du bord libre de l'échantillon. A partir d'essais de dureté sur des matériaux isotropes, fragiles, Lawn [6] a mis en évidence une charge critique de poinçonnement et une dimension critique de l'empreinte en deçà de laquelle aucune fracture n'est apparente. Au delà de la charge critique plusieurs régimes de fissurations peuvent apparaître lors de l'indentation d'un matériau fragile isotrope infini et, si on se limite au cas de deux fissures demi-circulaires, le facteur d'intensité de contrainte est proportionnel à  $P/c^{3/2}$ ,  $P$  étant la charge appliquée et  $c$  le rayon de la fissure. Ce test a aussi été utilisé pour étudier les propriétés d'adhérence de revêtements et la propagation des microfissures proche ou à l'interface entre substrat et revêtement.

Nous avons repris l'idée de ce test d'indentation pour analyser expérimentalement la cohésion interlaminaire de matériaux composites. Les essais ont mis en évidence différentes morphologies types en fonction de la charge appliquée et de la distance au bord libre de l'échantillon, Fig. 4.:

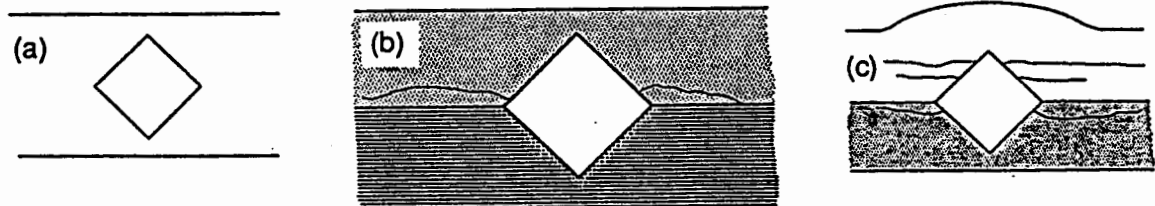


Fig.4. Essais d'indentation: morphologies types

- (a) empreinte résiduelle Vickers ductile;
- (b) empreinte résiduelle avec apparition de fissures parallèles aux interfaces entre plis;
- (c) empreinte résiduelle avec une fissuration multiple pouvant conduire à la formation d'entaille au bord de l'échantillon et à un délaminage si l'empreinte est à l'interface entre 2 plis.

L'importance de ces différents mécanismes de fissuration est fonction de la cohésion interne du matériau. Les analyses découlant du développement du test d'indentation à l'interface entre deux matériaux [7], semblaient pouvoir être étendues au cas de composites stratifiés et permettre d'étudier l'adhérence entre couches et par la résistance au délaminage d'un échantillon. Mais pour des composites, de par les différents modes d'endommagement qui apparaissent, Fig. 4., rupture multiple de fibres en traction, fissuration de la matrice, fissures longitudinales parallèles aux fibres... l'établissement d'un modèle théorique d'adhérence à l'interface est difficile, la décohésion

à l'interface entre deux couches résultant de l'interaction entre les différents mécanismes précités. Cependant l'évolution de la longueur des fissures obtenues lors de l'indentation, en fonction de la charge appliquée, Fig.5., apparaît comme un moyen de caractériser la cohésion du matériau. La charge seuil de fissuration  $W^*$  (pour une distance donnée au bord de l'échantillon) et la pente de l'évolution  $2c = f(W)$ , longueur totale de la fissure en fonction de la charge appliquée, permettent de juger de la qualité de la cohésion interlaminaire du composite considéré.

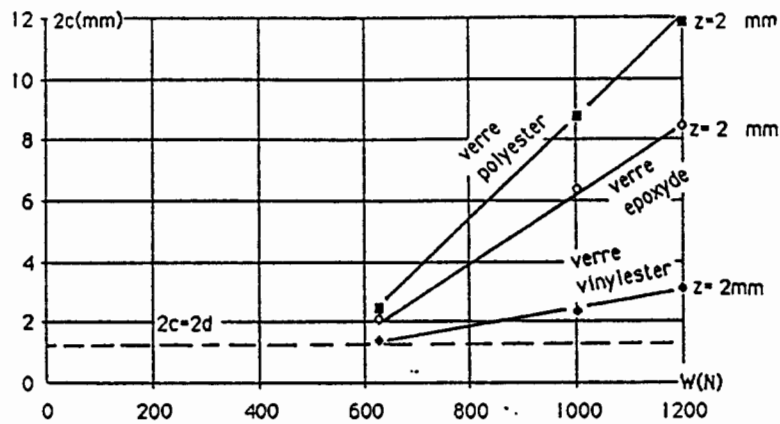


Fig.5.  $2c = f(W)$  pour différents matériaux composites

### III CONCLUSION

Ces investigations permettent d'analyser divers mécanismes d'endommagements spécifiques aux composites comme l'épilation des fibres (niveau microscopique) dans une couche donnée, le délaminage et la décohésion interfaciale entre couches (niveau mésoscopique). Les techniques utilisées permettent de quantifier simplement ces phénomènes. Ce travail est actuellement poursuivi afin de relier les paramètres expérimentaux à une variable d'endommagement  $D$ , couplée à la dureté et à la pression d'écoulement dynamique  $p'$ , comme proposé par Lemaître [8].

### REFERENCES

1. LAMY B., BURTIN C. : "an experimental way of characterizing cohesion properties in composite materials," proceeding: Mechanics and mechanisms of damage in composites and multimaterials, Saint-Etienne, 15-17 novembre, pp.265-275 (1989).
2. LAMY B., BURTIN C. : "Application d'un test d'indentation à la qualification de la cohésion de matériaux composites," JNC7, 6-7-8 novembre, LYON, pp. 71-80 (1990).
3. LAMY B., BURTIN C. : "Mode d'Enlèvement de Matière et de Déformation de Surface générés lors du Choc Abrasif d'une aspérité tronconique émoussée sur un plan," Mécanique Matériaux Electricité, janvier, pp. 27-32 (1981).
4. BROESE VAN GROENOU A., VELDKAMP J.D.B., Philips Tech. Rev., 38, pp105 (1979).
5. LAMY B., BERLIE J., J. Mater. Sci. Lett., 3, pp 1069 (1984).
6. LAWN B.R., MARSHALL D.B. : " Hardness, Toughness and Brittleness : An Indentation Analysis", J. Amer. Ceram. Soc., 62, pp. 347-350 (1979).
7. CHOULIER D., FLUZIN P., THAUVIN G., CODDET C. : "Characterization of the substrate-coating interface toughness by interfacial indentation test. Influence of different parameters on the bond strength," Proceeding: first Plasma Technik Symposium, Lucerne, Vol 2, pp. 293-305 (1988).
8. LEMAITRE J., DUFAILLY J., BILLARDON R. : "Evaluation de l'endommagement par mesures de microdureté," C.R. Acad. Sc. Paris, t. 304, Série II, n° 12, pp 601-604 (1987).

# CARACTERISATION DES ASSEMBLAGES COLLES SOLLICITES A GRANDE VITESSE

C. KEISLER (\*), J.L LATAILLADE (\*) (\*\*), A. BONNARD (\*\*\*),  
J.L MARCHAND(\*\*\*)

(\*) : Laboratoire de Mécanique-Physique, URA CNRS 867  
351 cours de la Libération 33405 Talence, FRANCE

(\*\*) : ENSAM Talence

(\*\*\*) : SOLLAC

## I. INTRODUCTION

L'introduction d'adhésifs pour assembler des structures métalliques se développe au fil des années dans l'industrie automobile en remplacement du soudage ou du rivetage.

Il se pose toutefois le problème du comportement de la structure collée lors d'un choc. Une connaissance approfondie du comportement du joint aux grandes vitesses de sollicitation s'avère nécessaire et nous pouvons nous demander dans quelle mesure la nature de l'acier, sa qualité d'état de surface ne peuvent influencer la tenue de l'assemblage sous impact.

Notre objectif est d'étudier la fiabilité de l'assemblage tôle / adhésif / tôle en cisaillement ( mode de sollicitation rencontré dans le joint de colle au niveau d'une zone impactée [1] ), par la technique des barres de Hopkinson dans un domaine de vitesse de déformation  $10$  à  $10^4$   $s^{-1}$ .

## II. TECHNIQUE EXPERIMENTALE

### 1. Matériau

Nuance d'acier	A	B	C
Limite élast. (MPa)	193	280	379
$\sigma_{Rupt}$ (MPa)	385	397	475
E (GPa)	210	210	210

Tableau 1: Caractéristiques mécaniques des tôles

Les matériaux utilisés pour cette étude expérimentale sont une résine époxyde monocomposante et des tôles en acier de nuance A, B, C. Leur caractéristiques mécaniques sont présentées dans le tableau 1.

## 2. Eprouvette ( fig.1 )

L'éprouvette de cisaillement est réalisée en collant deux tôles de  $15 \times 30 \text{ mm}^2$ , d'épaisseur  $0,8 \text{ mm}$ , préalablement dégraissées à l'acétate d'éthyl. L'épaisseur du joint est de  $0,2 \text{ mm}$ , calibrée à l'aide de câles téflon, la longueur de recouvrement étant de  $10 \text{ mm}$ . La résine est réticulée à  $180 \text{ °C}$  pendant 30 minutes.

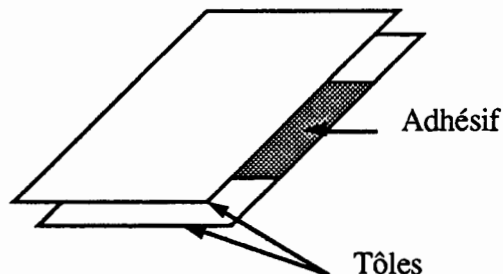


Fig.1 : Eprouvette d'essai

## 3. Méthode expérimentale

Les éprouvettes sont testées sur le système des barres de Hopkinson ( fig.2 ).

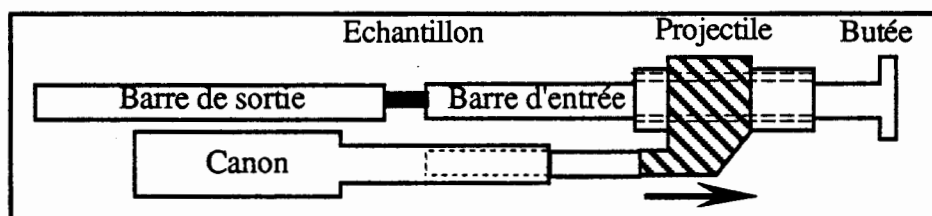


Fig.2 Dispositif expérimental

L'échantillon est intercalé entre deux barres en acier. Par l'intermédiaire d'un projectile, une onde de contrainte élastique est générée dans la barre d'entrée sollicitant l'éprouvette en traction. Au niveau de l'échantillon, du à une désadaptation d'impédance l'onde se dissocie en une onde réfléchie et une onde transmise. La fixation de l'éprouvette entre les barres est réalisée par un collage (cyanoacrylate) sur des porte-éprouvettes (fig.3). Deux ponts de jauges de déformation sont placés sur chacune des barres. L'étalonnage des barres en force permet de remonter aux contraintes dans l'échantillon.

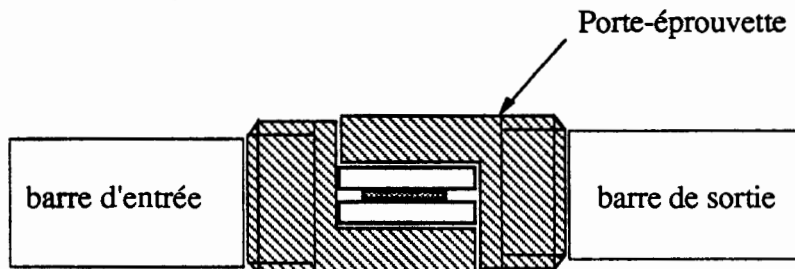


Fig.3 Fixation de l'éprouvette

La déformation mesurée dans la barre de sortie permet d'appréhender la contrainte moyenne de cisaillement dans le joint adhésif :

$$\tau(t) = \frac{S_b E \varepsilon_T(t)}{S}$$

avec

$S_b$  : section de la barre,  $E$  : module de Young de la barre,  $S$  : Section collée

Le déplacement de l'éprouvette est mesuré en fonction du temps à l'aide d'un extensomètre optique sans contact Zimmer. A partir de ce signal on détecte l'instant de la rupture et on détermine les propriétés à la rupture de l'assemblage collé (fig.4).

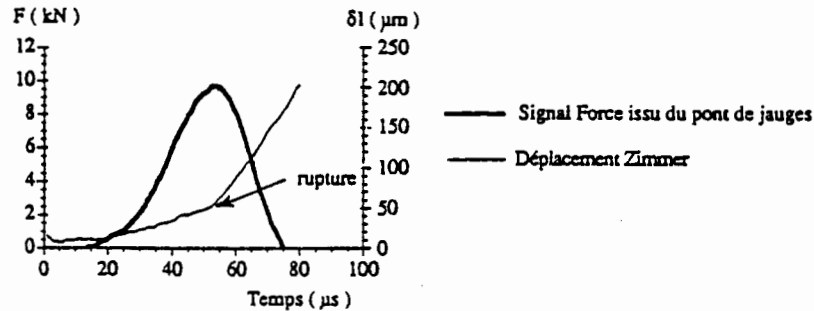


Fig.4 Signaux force et déplacement en fonction du temps

### III. RESULTATS ET DISCUSSION

L'histogramme (fig.5) présente pour une vitesse de sollicitation donnée les contraintes de cisaillement à la rupture pour les 3 nuances d'acier. Il révèle une tenue du joint différente suivant le substrat. Les aciers se différencient par leur composition chimique et leur caractéristiques mécaniques. Il n'existe pas à priori de corrélation entre l'acier le plus rigide et la meilleure résistance au cisaillement de l'assemblage.

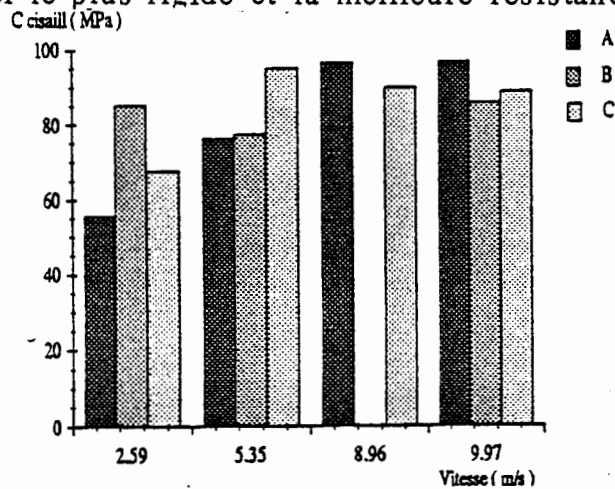


Fig.5 Contraintes de cisaillement à la rupture pour les 3 nuances d'acier

Nous notons une dépendance de l'adhérence avec les propriétés physico-chimiques du substrat. Néanmoins, nous observons en général une rupture cohésive sans déformation des tôles. Des études ont montré l'influence de certains paramètres comme la rugosité [2], [3], le cycle de cuisson de l'adhésif [4] sur les caractéristiques mécaniques du joint.

Le tableau 2 présente trois critères décrivant la topographie des substrats. L'acier C montre la rugosité la plus élevée favorisant un meilleur ancrage de l'adhésif et une meilleure résistance lors du choc.



Nuance d'acier	R <sub>a</sub> (μm)	R <sub>t</sub> (μm)	τ <sub>rupt</sub> (MPa)
A	1,14	9,09	76,20
B	1,40	8,09	77,29
C	1,61	10,8	94,86

Tableau 2 : Influence de la rugosité

L'adhésif vraisemblablement n'a pas la même structure après polymérisation suivant les trois aciers. Une étude en DSC réalisée par [5] avec différents métaux a montré que le substrat métallique pouvait modifier les propriétés de l'adhésif sous forme de joint.

Une analyse thermogravimétrique de la résine durcie prélevée sur chacun des aciers A,B,C ne laisse toutefois pas entrevoir la moindre influence. Le tableau 3 donne la température de décomposition thermique(\*) de l'adhésif correspondant à une perte de poids.

Nuance d'acier	T (°C) (*)	Perte de poids(%)
A	395,0	35,45
B	404,7	37,15
C	401,7	37,22

Tableau 3 : Caractéristiques thermiques de l'adhésif en fonction des nuances d'acier

Nous remarquons des températures de décomposition sensiblement identiques. Cette méthode ne s'avère pas assez sensible pour détecter une différence de structure de l'adhésif; une analyse en DSC est envisagée.

#### IV. CONCLUSION

Le comportement de l'assemblage tôle/adhésif/tôle a été évalué sous sollicitation dynamique. Les résultats expérimentaux ont permis de mettre en évidence les points suivants :

- la rugosité influence l'interphase substrat/polymère.
- le substrat métallique interagit avec le polymère au cours de sa réticulation.
- l'assemblage est sensible à une augmentation de la vitesse de sollicitation.

L'adhésif se déforme moins, les propriétés à la rupture du joint ont tendance à augmenter.

#### REFERENCES

1. C. KEISLER: "Note interne URA-CNRS 867 RH1 90-91"
2. Y. GILIBERT, A. RIGOLOT: "Influence de l'état de surface des subjectiles et de l'épaisseur de l'adhésif sur les propriétés mécaniques des joints collés" Journées Collage Structural des Matériaux Métalliques-Reims ( 1987 )
3. K.G. FULLER, D. TABOR: "The effect of surface roughness on the adhesion of elastic solids" Proc. R. Soc., Vol. 1.345, pp 327-342 ( 1975 )
4. O. HANN, SU YI XIAO: "Influence of curing conditions on the mechanical behaviour of adhesive joints" Welding in the world, Vol. 25, n°18, pp 152-160 ( 1987 )
5. V. PECHERAUX, J. SCHULTZ, X. DUTEURTRE : "Influence de la nature du substrat sur la réticulation d'un adhésif" Adhecom 89

# EFFETS DE SURFACE EN RHEOLOGIE DES POLYMERES

A. BENALLAL

Laboratoire de Physique des Matériaux Industriels  
C.U.R.S - Université de Pau et des Pays de l'Adour  
Avenue de l'Université - 64000 PAU (FRANCE)

## I . INTRODUCTION

Les mesures rhéologiques peuvent donner des informations sur les phénomènes qui surviennent au voisinage des parois (interface fluide-paroi).

Les mesures que nous présentons ont été obtenues sur des polymères fondus à l'aide d'un rhéomètre rotatif en configuration plan-plan et en régime dynamique . Ce type de mesure étant très délicat (du fait par exemple que la vitesse de cisaillement entre les plans n'est pas constante), nous présenterons le protocole qui nous a permis d'obtenir, avec ce type d'instrument, des conditions de mesure suffisamment bonnes.

Pour accéder, par une mesure globale, à des renseignements concernant l'interface polymère/surface, nous avons fait varier le rapport surface sur volume de l'échantillon. Cette façon de faire à déjà été utilisée dans le passé [1],[2] . Nos mesures ont consisté à mesurer des modules complexes apparents de cisaillement  $G^*(\omega)$  en fonction de l'entrefer (distance qui sépare les plateaux). La plupart de nos résultats montrent que le module  $G^*(\omega)$  diminue lorsque l'entrefer devient inférieur à un entrefer que nous appelons "entrefer critique". Cette chute de module en fonction de l'épaisseur de l'échantillon est appelée effet de géométrie. Burton et al [3] ont observés, avec du polystyrène sur un rhéomètre du même type que le notre mais en cisaillement permanent, que le couple mesuré diminuait avec l'entrefer.

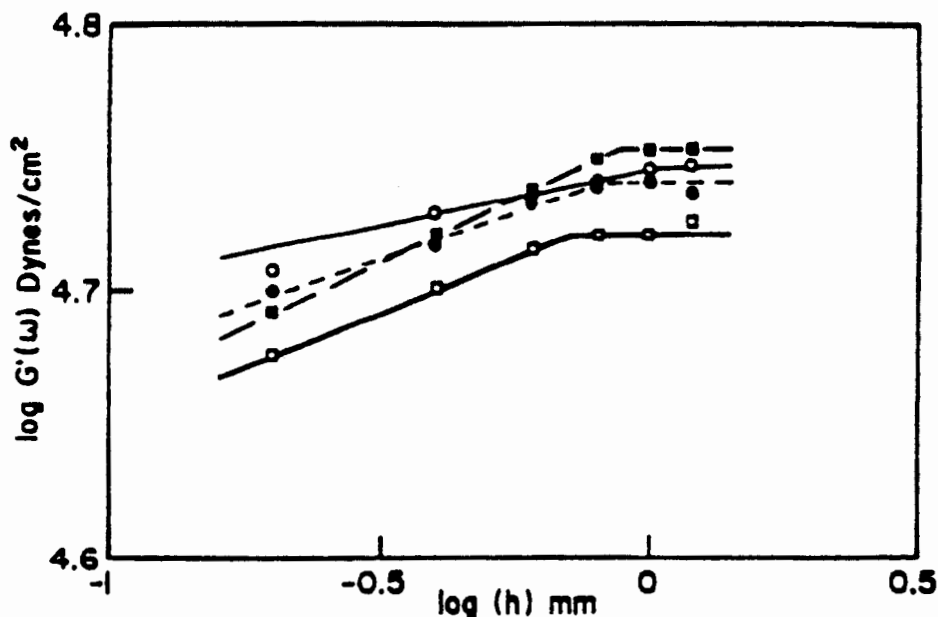
Dans une première partie, nous présentons les moyens mis en oeuvre pour montrer que les événements intervenant à la surface ont des répercussions loin de celle-ci.

Nous montrons ensuite que l'effet de géométrie varie avec les caractéristiques du polymère (masse, concentration, température).

Enfin nous présentons un modèle phénoménologique qui permet de donner une représentation physique de l'interface.

## II . LES MESURES DE COEFFICIENTS RHEOLOGIQUES APPARENTS PEUVENT ETRE UN MOYEN PERTINENT DE CARACTERISATION DES INTERFACES

Cette affirmation repose sur deux expériences. L'une consiste à faire varier la rugosité des plateaux et à mesurer la variation du module apparent en fonction de l'entrefer. La figure 1 présente les courbes de variation de la partie réelle du module complexe apparent  $G^*(\omega)$  en fonction de l'entrefer. Il est à noter que la pastille usinée est plus rugueuse que la pastille toilée qui est plus rugueuse que la rectifiée et la rodée.

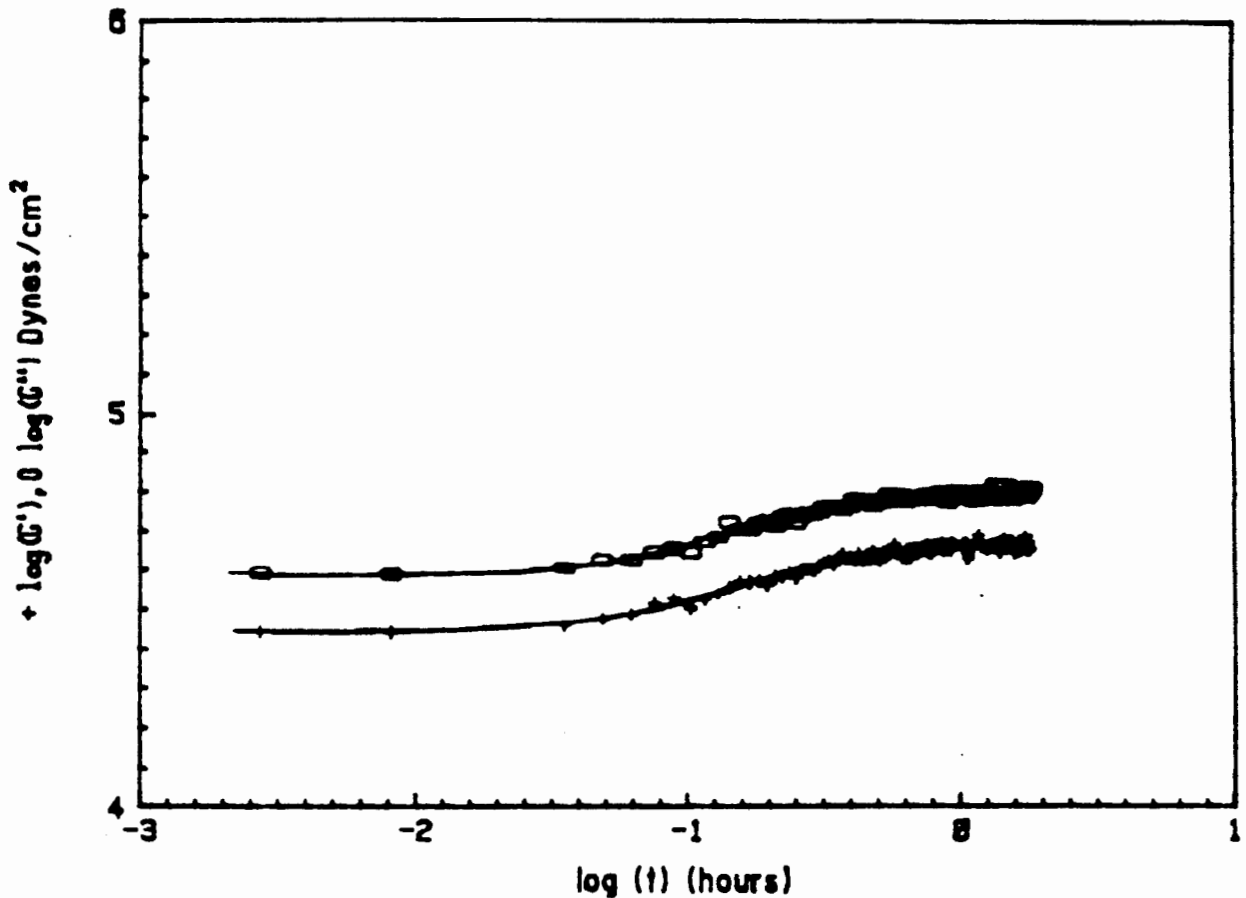


**Fig. 1** : Courbe de variation de la partie réelle du module  $G^*(\omega)$  en fonction de l'entrefer et de la rugosité pour une température de 145°C et une pulsation de 1rad/s.

- courbe obtenue avec une pastille toilée
- courbe obtenue avec une pastille usinée
- courbe obtenue avec une pastille rectifiée
- courbe obtenue avec une pastille rodée

Nous constatons de façon qualitative que l'effet de géométrie varie avec la rugosité de la paroi. Ramamurthy [4] avait déjà conclu dans ce sens. La deuxième manipulation n'utilise pas la variation de l'entrefer. Son principe est de créer des liaisons chimiques (greffage) d'un polymère qui est fondu ici du polyéthylméthacrylate de glycidyle (EMAG) sur un substrat constitué d'un autre polymère à l'état solide ici du polyamide 12 (PA12). Les époxydes du EMAG sont ouverts par les amines du PA12 et on crée ainsi un greffage in-situ. La manipulation consiste à mesurer à intervalle de temps régulier le module apparent à une fréquence donnée. (C'est un suivi-cinétique). La figure 2 nous montre un exemple de variation du module en fonction du temps.

La spectroscopie infra-rouge nous a montré que la réaction n'avait lieu qu'à l'interface EMAG-PA12. Nous voyons donc qu'une modification de la mobilité des chaînes à l'interface produit une augmentation du module mesuré.



**Fig. 2:** Suivi-cinétique en rhéologie pour du EMAG sur du PA12  
à une température de 140°C et une pulsation  $\omega=1\text{rad/s}$ .  
O  $G''(\omega)$ , +  $G'(\omega)$

### III . VARIATION DE L'EFFET DE GEOMETRIE AVEC LES CARACTERISTIQUES DU POLYMERE

Par une étude systématique sur plusieurs polymères on montre que l'entrefer critique varie en fonction de la masse moléculaire en poids ou de la concentration (cas d'un bon solvant) sous la forme d'une loi puissance:

$$H_c \propto N^1$$

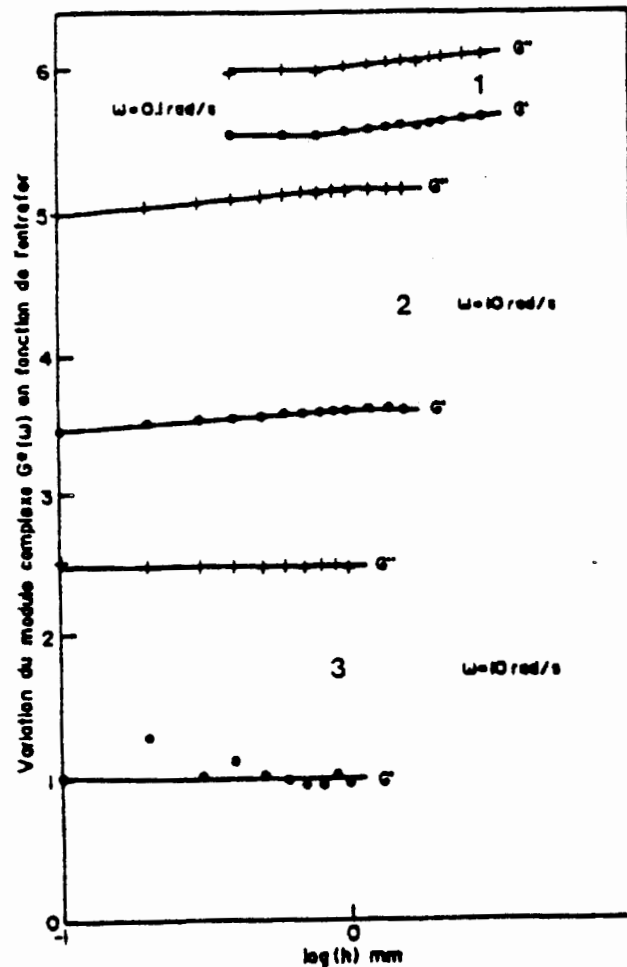
ou

$$H_c \propto C^{0.8}$$

où  $H_c$  est l'entrefer critique,  $N$  le nombre d'enchevêtrements par molécule et  $C$  la concentration de polymère dans le solvant.

Nous montrons sur la figure 3 la variation de l'effet de géométrie en fonction de la masse en poids du polymère  $M_w$ . Nous constatons que plus la masse  $M_w$  est élevée, plus l'entrefer critique est grand et l'effet de géométrie marqué.

La température agit également sur l'effet de géométrie et l'énergie d'activation des chaînes augmente lorsque les entrefers diminuent.



**Fig. 3 :** Variation du module apparent  $G^*(\omega)$  en fonction de l'entrefer pour différentes masses  $M_w$  de polybutadiène à une température de 21°C.  
 (1) :  $M_w = 22100$  ; (2) :  $M_w = 43000$  ; (3) :  $M_w = 4000$

#### IV . MODELE

Nous proposons un modèle phénoménologique permettant de rendre compte des résultats de nos manipulations. Il a été construit sur deux concepts:

- Près de la paroi les temps de relaxation augmentent car les molécules qui y sont piégées présentent des bouts ou des boucles qui relaxent comme des branches de chaînes en étoile.
- Lorsque l'on est près de la paroi, il y a variation de la topologie des chaînes, ce qui entraîne des variations du module du réseau d'enchevêtrements. Cette variation produit la chute du module complexe  $G^*(\omega)$  mesuré.

Ce modèle fait intervenir trois paramètres que l'on obtient par ajustement numérique et qui nous permettent d'accéder à la conformation à la paroi des chaînes moléculaires.

#### REFERENCES

1. J.N. ISRAELACHVILI, R.K. TANDON & L.R. WHITE : Journal of colloid and interface science. Vol. 78, n°2, pp 430-443 (1980)
2. J. KLEIN : Nature. Vol. 288, pp 248-250 (1980)
3. R.H. BURTON, M.J. FOLKES, K.A. NARH & A. KELLER : Journal of materials science. Vol.18, pp 315-320 (1983)
4. A.V. RAMAMURTHY : Journal of rheology. Vol. 30, n°2, pp 337-357 (1986)

## SCLEROMETRIE APPLIQUEE A LA CARACTERISATION DES PROPRIETES RHEOLOGIQUES DE SURFACE.

M. OUADOU, T. MATHIA (\*).

SORETRIB. Société de Recherche en Tribologie.  
36 Avenue Guy de Collongue, 69130, ECULLY- FRANCE

(\*) Laboratoire de Technologies des Surfaces, URA CNRS 855, Ecole Centrale de Lyon,  
36 Avenue Guy de Collongue, 69131, ECULLY cedex- FRANCE.

### I. INTRODUCTION

La connaissance des propriétés rhéologiques de surface des matériaux tel que la dureté dynamique  $H_g$ , la ténacité  $K_c$ , la dureté Vickers  $H_v$ , le module d'élasticité  $E$ , l'énergie spécifique de rayage  $E_g$ , etc...., [1-6] est d'un point de vue scientifique très intéressante pour la maîtrise et la compréhension des phénomènes de surface et plus particulièrement de l'usure. La prolifération des traitements de surfaces a conduit à de nouveaux problèmes d'ordres technologique et scientifique. La nature des matériaux utilisés et la spécificité même de leurs emplois posent le problème de la définition des méthodes et techniques de contrôle. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux techniques sclérométriques pour la détermination des propriétés rhéologiques de surface. Ce choix est justifié par l'aspect dynamique de cette technique. En général les paramètres élasto-plastiques d'un matériau sont déterminés à partir d'essais quasi-statiques de micro-indentation instrumentée [8-10]. Afin d'apporter une amélioration aux techniques sclérométriques classiques nous avons développé un scléro-topomètre entièrement informatisé. Son architecture mécanique dispose de 4 degrés de liberté actifs et de deux passifs. Cette flexibilité lui permet d'être utilisée soit en duromètre classique, soit en scléromètre ou enfin en topomètre. Les résultats présentés ci-après concernent uniquement les mesures sclérométriques.

### II. METHODOLOGIE ET DISPOSITIF DE MESURE.

L'usure est un phénomène de dégradation qui conduit à la déformation de la surface sous l'effet d'une force extérieure à l'interface tribologique étudiée. Lors d'un essai, il est important de connaître la géométrie exacte de l'interface, de mesurer les efforts mis en jeu et de quantifier les transformations morphologiques de la surface testée afin de calculer des paramètres définissant la rhéologie de la surface du matériau. Pour cela nous avons conçu le scléro-topomètre [1-2] afin d'avoir un outil complet de caractérisation (Fig. 1). A partir d'une mesure mécanique de rayage et de la caractérisation topographique de la trace il s'agit de corréliser les efforts de rayage avec les déformations de la surface. Vu le nombre important de variables à contrôler et de paramètres à mesurer il a fallu concevoir des dispositifs électroniques et mécaniques capables de s'intégrer dans une chaîne de mesure informatisée. Le contrôle optimal d'un tel dispositif ne peut se faire que si le logiciel de gestion des tâches présente une méthode de programmation avancée et interactive. L'originalité du dispositif est due aux nouveaux traitements effectués de manière automatique. Il est possible selon les différents essais de calculer les paramètres rhéologiques:  $E_r$  module d'élasticité réduit,  $H_v$  dureté Vickers,  $E_g$  énergie spécifique d'abrasion,  $C_l$  contrainte de labourage,  $H_g$  dureté dynamique du matériau, etc... .

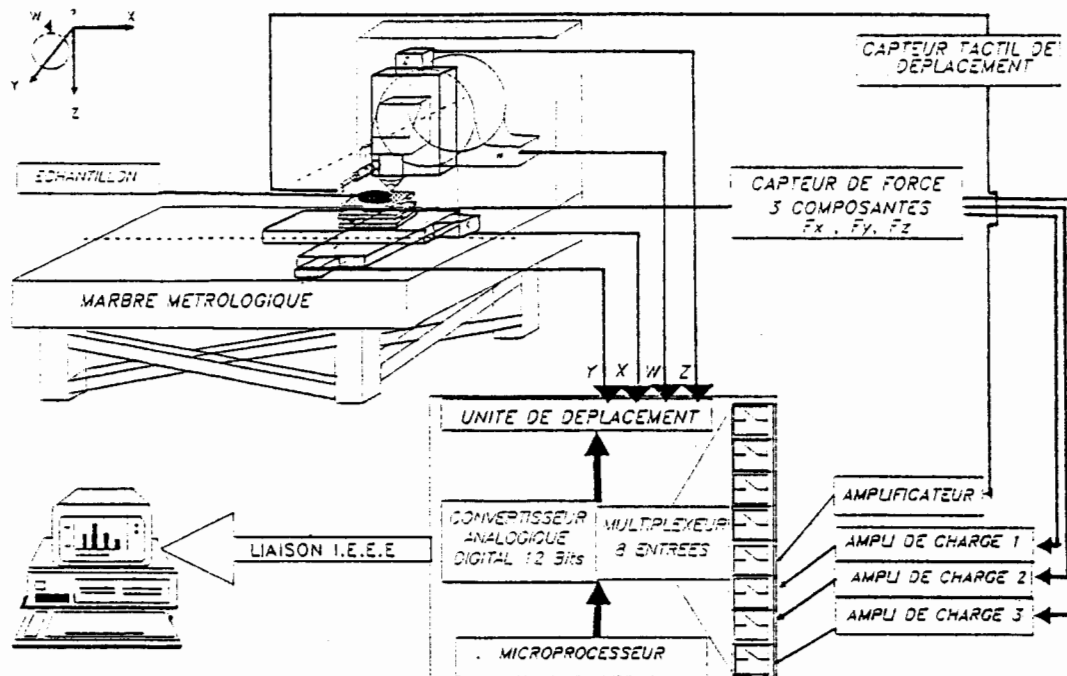


Fig.1: Architecture globale du scléro-topomètre informatisé.

Outre les traitements classiques en topographie des surfaces l'utilisation optimale du capteur topographique a nécessité la réalisation de logiciels de traitements spécifiques à la sclérométrie. Ils permettent de quantifier les déformations et transformations de la surface du matériau après rayage. Grâce à une caractérisation tridimensionnelle il est possible de quantifier le volume de matière déformée. Lors d'un essai sclérométrique les trois composantes de l'effort de rayage sont mesurées. On obtient directement l'évolution des trois composantes en fonction de la longueur de la rayure pour une profondeur  $h$  donnée. Nous présentons ici quelques résultats relatifs à des caractérisations sclérométriques. Les différents types de comportement des matériaux peuvent être observés avec des tests significatifs et simplifiés. La détermination des différentes transitions de comportement est possible. L'utilisation de l'énergie spécifique d'abrasion comme paramètre de contrôle du comportement de la matière en surface est intéressante car elle permet de déterminer rapidement les modes de déformations de la matière. En effet les traitements spécifiques permettent de calculer les paramètres reliés au comportement rhéologique de la surface tels que :

$K_l = h/L:$	taux d'abrasion linéaire,
$t_v = (A_t - S_b) / S_b:$	taux d'enlèvement de matière,
$K_v = \delta v / L = t_v * A_t:$	taux volumique d'enlèvement de matière,
$K_p = \delta m / L = d.K_v:$	taux massique d'enlèvement de matière,
$K_e = \delta \epsilon / L.F_t = K_v / F_t:$	taux énergétique d'enlèvement de matière,
$E_s = F_t / (A_t - S_b):$	énergie spécifique d'enlèvement de matière,
$C_l = F_t / A_t:$	contrainte de labourage, etc...

**Avec:**  $h$ : profondeur de la rayure,  $L$ : longueur de la rayure,  $A_t$  et  $S_b = (B_1 + B_2)$ : sections droites du sillon et des deux bourrelets latéraux (Fig 3),  $F_t$  et  $F_n$ : effort tangentiel et normal de rayage,  $\delta m$  et  $\delta v$ : masse et volume de la matière enlevée,  $d$ : densité du matériau (si homogène),  $\delta \epsilon$ : énergie consommée.

### III. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Les résultats ci-après présentent les deux principaux types de traitements des données de mesures directement obtenus après mesure des efforts de rayage pour des profondeurs de rayage données. Par la suite, le calcul de l'énergie spécifique  $E_s$  d'abrasion, en régime établi ( $F_t(l)$  et  $F_n(l)$  constantes), permet de voir l'influence de la profondeur  $h$  sur le comportement du matériau étudié (Fig. 2). Sur les graphes présentés en figure 2 et 3 on remarque non seulement l'influence de la profondeur de rayage mais aussi l'influence de l'orientation de l'indenteur sur le comportement du matériau.

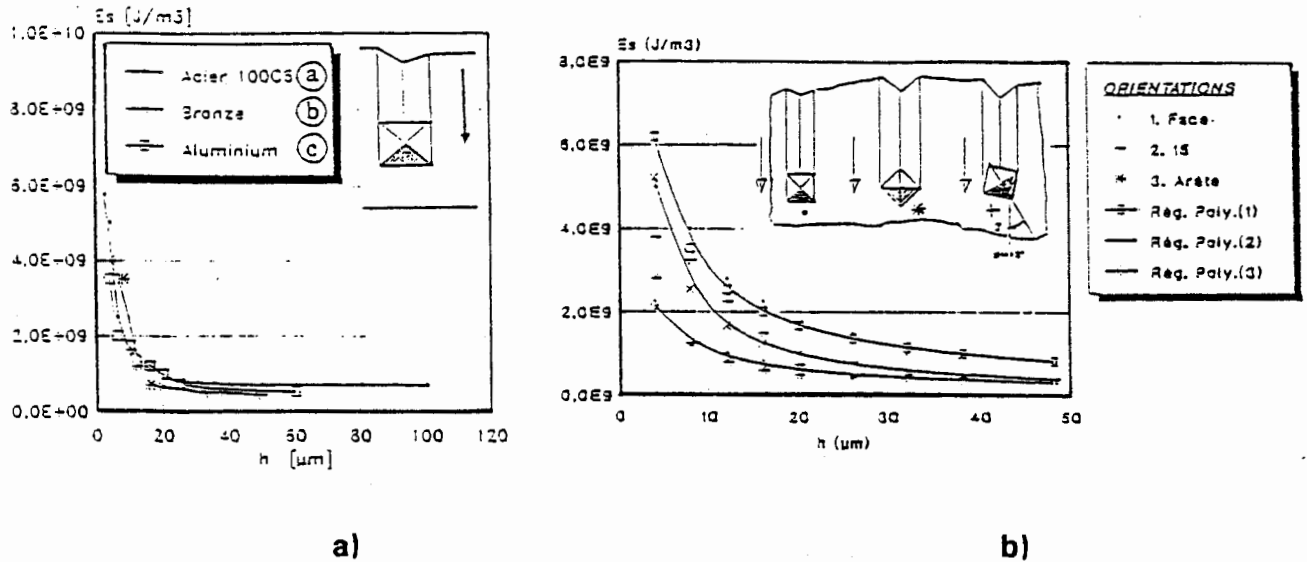


Fig. 2 : Evolution de l'énergie spécifique d'enlèvement de matière en fonction de la profondeur de rayage avec un indenteur pyramidal à base carrée (VICKERS). a) pour trois types de matériaux, b) pour trois orientations de l'indenteur (matériau: Bronze UE 12P).

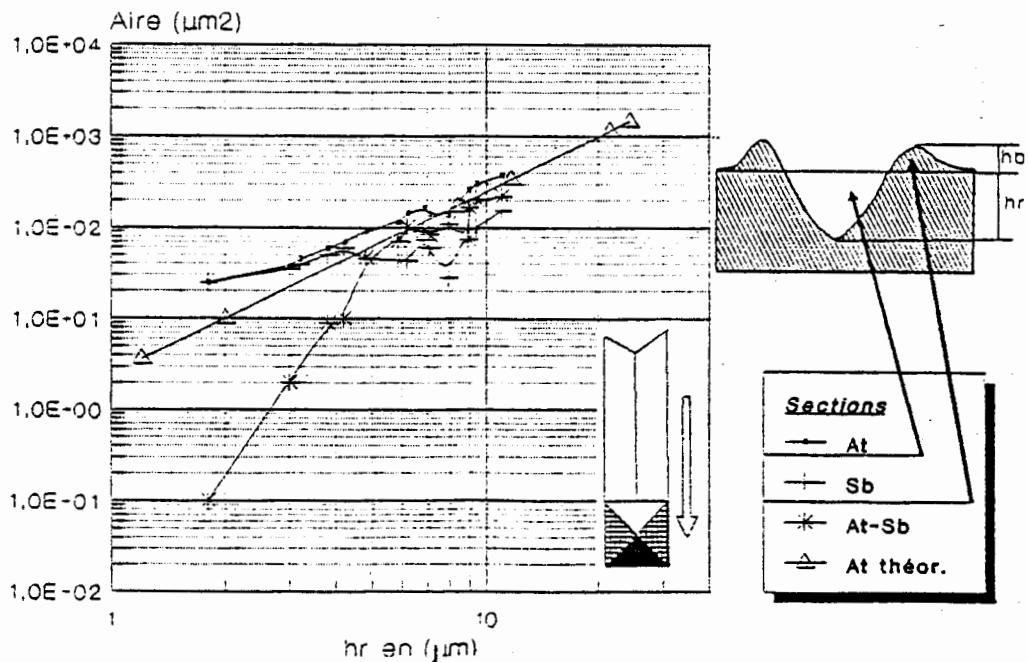


Fig. 3: Etude de la morphologie de déformation de la surface. Evolution des sections droites de la rayure en fonction de la profondeur  $h_r$  pour un acier à roulement (100C6), pénétrateur VICKERS.



En effet avec un indenteur VICKERS on remarque l'effet de la configuration géométrique d'attaque sur l'énergie spécifique, donc sur le type d'écoulement de la matière et sur le mode de déformation. De la même façon, le calcul du taux d'enlèvement de matière en fonction de  $h$  montre l'influence de la géométrie sur le mode de déformation de la surface (Fig 3). Ainsi on observe sur cette figure la présence d'une profondeur de rayage limite déterminant le mode d'écoulement de la matière autour du pénétrateur. En effet pour des valeurs de  $h_r < 5 \mu\text{m}$  la section droite  $A_r-S_p$  proportionnelle à la quantité de matière enlevée est faible devant la section droite théorique (*coupe parfaite*) du sillon; par contre pour des valeurs de  $h_r > 5 \mu\text{m}$  la matière est plus facilement refoulée sous forme de bourrelet frontal donc la section droite de la matière enlevée augmente, le mécanisme de formation d'un micro-copeau débute alors. Ceci correspond à une réduction du rapport entre la hauteur des bourrelets latéraux et la profondeur du sillon  $h_r$ . Une analyse expérimentale plus complète permet de déterminer l'énergie spécifique d'enlèvement de matière en fonction de deux variables: la profondeur de rayage  $h_r$  et la vitesse tangentielle. Il est donc possible de relier ce paramètre rhéologique de la surface à la vitesse de déformation.

#### IV. CONCLUSION

L'un des principaux avantages du scléro-topomètre est l'aspect dynamique des caractérisations de la surface des matériaux. Toutefois, cette technique reste perfectible tant sur le plan de l'observation visuel que sur l'aspect dynamique de la mesure mais constitue un outil de caractérisation des surfaces alliant simplicité d'utilisation à précision de mesure au travers d'une architecture complexe. Utilisé en duromètre, il permet de quantifier les paramètres élasto-plastiques des matériaux en régime pseudo- statique. Par contre en mode scléromètre il permet de caractériser en dynamique certains paramètres rhéologiques de la surface du matériau. A travers des essais très simples nous avons montré l'influence de la géométrie de l'interface sur le mode de dégradation de la surface du matériau. Lors de la caractérisation des matériaux fragiles il est possible de déterminer la ténacité dynamique de la même manière que la ténacité statique  $K_c$  lors d'une indentation. La détermination de la longueur de propagation des fissures est effectué après caractérisation tridimensionnelle de la surface rayée.

#### REFERENCES.

- [1] M. OUADOU, "Contribution de la sclérométrie et de la topométrie des surfaces à l'optimisation du processus de rectification" Thèse de Docteur présentée le 29/1/1991 devant l'E.C.L., n° 91-03.
- [2] M. OUADOU, T. MATHIA, "Fully computerized sclero-topometer for simulation and modeling of abrasive wear", E.MRS Strasbourg spring meeting, may 29-jun 1, 1990. Edité par Elsevier.
- [3] M. OUADOU, T. MATHIA, "La sclérométrie informatisée. Les avantages techniques. Les difficultés scientifiques. Perspectives d'une normalisation", Le Vide les Couches Minces, Ed: S.F.V., n° Spécial, oct..1988.
- [4] T. MATHIA, B. LAMY, "Sclerometric characterisation of nearly brittle materials", Wear 108, pp. 385-390, 1986.
- [5] B. LAMY, J. BERLIE, "Brittle analysis of ceramic and polymeric materials by means of scratch experiments", Journal of Material Science Letters n° 3, pp. 1059-1070, 1984.
- [6] B. LAMY, "Modes d'enlèvement de matière et de déformation de surface générés lors du choc abrasif d'une aspérité tronconique émoussée sur un plan", pp. 27-32- Matériaux Mécanique Electricité n° 373, 1981.
- [7] J.L. LOUBET, "Courbes d'indentations et effet d'échelle. Quelques cas expérimentaux" Thèse de Docteur d'Etat présentée le 1/12/1986, devant l'Université Claude Bernard-Lyon, n° d'ordre 8649.
- [8] T.H. KOSEL, "Review of scratch test studies of abrasion mechanisms", Micro-Indentation Technique in Material Science, ASTM STP 889, pp 227-242, 1986.
- [9] S.M.H. BENABDALLAH, J.P. CHALIFOUX, "Ploughing of soft asperities with hemispherical slider", Tribology International, pp. 383-388, Vol. 22, n° 6, 12/1989.
- [10] J. VON STEBUT, "Scratch testing induced damage of thin coatings: a study of failure mechanisms by means of appropriate surface analytical tools", First International Conference on Plasma Surface Engineering, Sept. 19-23/1988.

## VISCOSITÉ SUPERFICIELLE. CAS DES MONOCOUCHE DE SOLUTIONS ALCOOLIQUES DE ZEINE

S.García-Fernández<sup>\*</sup>, M.Barracó-Serra<sup>\*\*</sup>, M<sup>a</sup>.A.Adriá-Casas<sup>\*</sup>, Enric Trillas-Gay<sup>\*\*</sup>, C.Valero-Ferrando<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup> Departamento de Fisico-Química. Facultad de Farmacia. Universidad de Barcelona

<sup>\*\*</sup> Departamento de Mecánica de Fluidos. Escola Tècnica Superior d'Enginyers Industrials. Universidad Politècnica de Catalunya

### PARTIE THÉORIQUE

Pour la plupart des protéines, on a constaté que la viscosité croissait suivant une loi non linéaire, avec l'augmentation de la concentration superficielle. La relation entre la viscosité superficielle et la pression superficielle montre une région de basses pressions où le comportement visqueux est newtonien. Au delà de cette région il apparaît une variation de la viscosité superficielle avec la vitesse de cisaillement. Pour des pressions superficielles plus élevées, la monocouche se comporte comme un gel à deux dimensions.

Les premières études théoriques de la viscosité en monocouches développées par Moore et Eyring conduisent à l'expression:

$$\mu_s = \frac{h}{\sigma} \cdot e^{\Delta F/K.T}$$

Le traitement plus complet de Joly, à partir de la théorie de Moore-Eyring, nous amène à:

$$\sinh \frac{\mu_s \cdot \dot{\gamma} \cdot \sigma}{2KT} = \frac{\dot{\gamma} \cdot h}{2KT} \cdot e^{\Delta F/KT}$$

Des études plus récentes conduisent à des expressions analogues.

### METHODE EXPERIMENTALE

Les techniques de mesure de la viscosité superficielle ne sont pas différentes, conceptuellement, des mesures conventionnelles et répondent aux mêmes principes, en adaptant l'installation et la procédure à deux dimensions. Il faut choisir la méthode de mesure, parmi celles qui existent actuellement (méthodes du canal, d'oscillation, de rotation, de traction, etc...) en fonction de l'amplitude de viscosité, du type de monocouche, de la précision et de la sensibilité de la mesure, ainsi que de

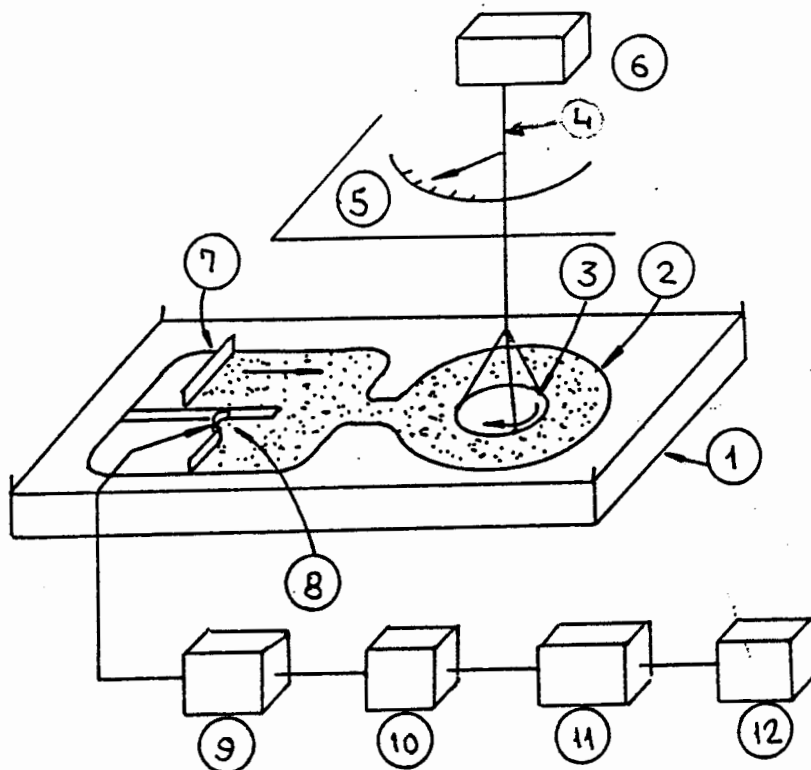
la simplicité expérimentale. Pour effectuer les mesures, nous avons employé :

a) Solution : on a préparé une solution alcoolique à 70% avec une concentration en zéïne de 396 mg/l.

Les étalements s'effectuaient avec une microseringue, en employant comme support HCl 0,01 N.

On maintenait la température constante pendant les mesures à 22°C. Pour permettre l'évaporation totale de l'alcool on a commencé l'essai 5 minutes après avoir fait les étalements.

b) Installation expérimentale



1.-Réservoir isotherme ; 2.-Anneau extérieur fixe ; 3.-Anneau intérieur mobile ; 4.-Fil de torsion ; 5.-Mesure du moment de torsion ; 6.-Moteur électrique ; 7.-Piston ; 8.-Membrane élastique ; 9.-Jauge extensométrique ; 10.-Commutateur ; 11.-Amplificateur ; 12.-Enregistreur digital

L'installation est composée par deux anneaux concentriques. L'anneau extérieur fixé au reste de l'ensemble et l'anneau intérieur est entraîné en rotation grâce à un moteur électrique par l'intermédiaire d'un fil de torsion entre le moteur et l'anneau intérieur. Un piston peut modifier la pression superficielle grâce à son mouvement alternatif.

Cette pression superficielle est mesurée par la force de déformation exercée par le fluide sur une membrane élastique. La force détectée par une jauge extensométrique est traduite en valeurs de tension électrique, amplifiée et, finalement, enregistrée.

En régime permanent la valeur moyenne de la vitesse de cisaillement est sensiblement:

$$\dot{\gamma} = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_1}{t(R_2 - R_1)}$$

t étant la période de révolution de l'anneau intérieur.

La valeur du moment de torsion par rapport à la viscosité par une déduction analogue à celle du viscosimètre de Couette s'exprime ainsi:

$$M = 4 \cdot \pi \cdot \mu_s \cdot \omega \cdot \frac{R_1^2 \cdot R_2^2}{R_2^2 - R_1^2}$$

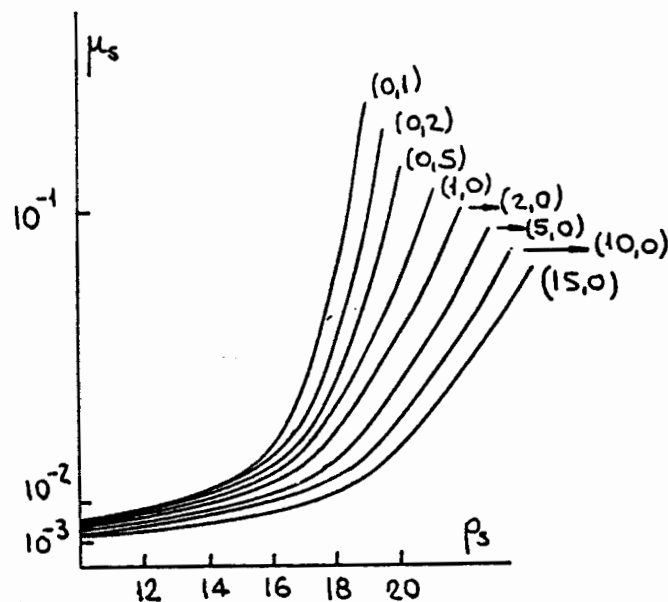
et la viscosité superficielle a pour formulation:

$$\mu_s = \frac{M \cdot t \cdot (R_2^2 - R_1^2)}{8 \cdot \pi^2 \cdot R_2^2 \cdot R_1^2}$$

### c) Procédure expérimentale

Les essais effectués ont les valeurs limites de 0,10 et 1,5 sec<sup>-1</sup> comme vitesse de cisaillement. Avec les conditions ambiantes indiquées et avec l'étalonnage de la jauge jusqu'à 30 dynes/cm on a présenté les graphiques:  $\mu_s/p_s$  pour chaque  $\dot{\gamma}$ .

### RESULTATS



La viscosité superficielle présente une zone près de l'origine (pour de petites valeurs de  $p_s$ ) au comportement newtonien et pour des va-

leurs grandes de  $p_s$  une augmentation de la viscosité est enregistrée. Le point de changement de la pente d'augmentation de la viscosité est fonction de la vitesse de cisaillement et figure dans le tableau suivant:

$\dot{\gamma}$ (sec <sup>-1</sup> )	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10	15
$p_s$ (dynes/cm)	16,0	16,2	16,4	16,9	17,2	17,8	18,4	19

Ces courbes et le comportement de ces solutions sont bien différentes de celles des autres protéines. Il faut faire des études particulières pour chaque protéine.

#### BIBLIOGRAPHIE

- (1).-Études des propriétés viscoélastiques des couches monomoléculaires de zéine ; García Fernández, S., Otero Aenlle, E. ; IV International Congress on surface active substances. Bruxelles (1964)
- (2).-The rheoviscosimetric characteristics of zein ; García Fernández S., Adriá Casas, M<sup>a</sup>A., Barracó Serra, M., IX International Congress on Rheology. Acapulco (México) (1984)
- (3).-Isotermas de compresion de la zeina, propiedades mecánicas; García Fernández, S., Anal. Real Soc. Esp. Física y Química (1970)

#### NOMENCLATURE

$\Delta F$  : énergie libre d'activation de déplacement des molécules ;  
 $h$  : constante de Planck ;  $K$  : constante de Boltzmann ;  $M$  : moment de torsion ;  $p_s$  : pression superficielle ;  $R_1$  : rayon intérieur ;  $R_2$  : rayon extérieur ;  $T$  : température ;  $t$  : temps d'une révolution ;  $\dot{\gamma}$  : vitesse de cisaillement ;  $\mu_s$  : viscosité superficielle ;  $\sigma$  : aire moléculaire.

#### REMERCIEMENTS

A Pere Surià-Lladó, pour le travail expérimental qu'il a développé.

# INSTABILITE DE RAYLEIGH-TAYLOR D'UN FILM MINCE: STRUCTURATION PAR PROPAGATION DE FRONTS.

M. FERMIGIER, P. JENFFER, L. LIMAT, E. TOURON & J. E. WESFREID

Laboratoire de Physique et de Mécanique des Milieux Hétérogènes (URA CNRS N° 857),  
ESPCI, 10 rue Vauquelin, 75231 PARIS Cedex 05.

## INTRODUCTION

L'instabilité de Rayleigh-Taylor [1] qui se développe à l'interface séparant deux fluides de densités différentes, le plus lourd surplombant le plus léger, motive encore de nombreuses études. Cette instabilité intervient en effet dans un grand nombre de phénomènes naturels (géophysique) ou de situations d'intérêt industriel: remontée de sédiments légers en géologie (diapirs salins)[2], ébullition avec formation d'un film de vapeur[3], fusion sous confinement radiatif[4]...

Dans une expérience récente, nous nous sommes intéressés à un cas assez peu étudié[5,6] dans lequel le fluide le plus lourd se trouve confiné dans une couche mince en contact avec un surplomb solide horizontal. Nous avons observé[7-9] des phénomènes originaux de structurations dues aux non-linéarités, menant à la formation de motifs bidimensionnels associés à différents groupes de symétrie: sillons parallèles ("rouleaux"), motif hexagonal, structures axisymétriques... Après une évolution plus ou moins compliquée, le système évoluait vers un réseau triangulaire plus ou moins bien ordonné de gouttes pendantes connectées par un mince film résiduel. A son tour, ce système de gouttes pouvait présenter des instabilités secondaires: chutes de gouttes, appariements...

Nous avons complété ces premières observations par une étude plus quantitative qui nous a permis de mettre en évidence les mécanismes fondamentaux de la structuration observée. Ces mécanismes sont du type propagation d'un front séparant deux états, de stabilité différentes. Ce type de sélection de structures par propagation de fronts est très général[10-12]: on le rencontre en biologie, en croissance dendritique, en séparation de phase dans les mélanges binaires et dans toute une gamme d'instabilités hydrodynamiques. L'originalité de notre système est sa nature bidimensionnelle (très peu de résultats disponibles dans la littérature) et le fait qu'il se développe loin de toute bifurcation contrairement à la plupart des systèmes expérimentaux.

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Dans notre expérience, une goutte d'huile silicone (viscosité 520 cP, densité  $\rho=0,973$  g/cm<sup>3</sup>, tension de surface  $\gamma=20,7$  dynes/cm) est tout d'abord étalée par gravité sur une plaque de verre horizontale. Afin d'obtenir une épaisseur homogène et des conditions de bord bien définies, la "crêpe" visqueuse obtenue a été confinée dans un périmètre hexagonal de 15 cm de côté, tracé au marqueur à transparent. Nous avons en effet remarqué que certaines encres possèdent la propriété de stopper l'étalement de l'huile silicone par modification de la mouillabilité du solide. Après quelques jours, temps nécessaire à l'uniformisation de l'épaisseur (de 0,2 à 0,3 mm dans notre expérience), la plaque est retournée et le développement de l'instabilité est suivie par enregistrement vidéo. Un colorant préalablement mélangé à l'huile en concentration appropriée nous permet de suivre l'épaisseur en tout point par mesure de densité optique. Cette technique nous permet d'apprécier le centième de mm.

## RESULTATS EXPERIMENTAUX

Une séquence caractéristique est représentée sur la figure 1. Initialement un système de rouleaux est nucléé à partir des bords et envahit progressivement l'ensemble de la crêpe. A l'intersection de deux bords, l'interférence entre rouleaux conduit à la nucléation d'un système hexagonal qui envahit à son tour le système de rouleaux. On est amené ainsi à observer deux types de fronts: un front rouleaux-zône non-perturbée, et un front hexagone-rouleaux. Dans un premier temps l'invasion du motif "rouleaux" par le motif hexagonal semble se faire plutôt par propagation du système de gouttes le long du premier rouleau, puis du second et ainsi de suite. A des stades tardifs, le front hexagone-rouleaux semble avoir rattrapé le front rouleaux-zône non perturbée qui serait alors remplacé par un front hexagones-zône non perturbée.

Dans une première étape, nous nous sommes intéressés à la dynamique du front rouleaux-zône non perturbée. La technique de détection par densité optique nous a permis de reconstituer l'évolution du profil d'épaisseur (figure 2) le long d'une des directions principales du réseau hexagonal suggérée figure 1.

Ces données mettent en évidence une propagation du front rouleaux-zône non perturbée s'effectuant à vitesse à peu près constante dans le domaine étudié. Dans nos conditions expérimentales cette vitesse est estimée à environ 11 mm par minute dans un domaine d'épaisseur comprise entre 0,24 et 0,3 mm.

## ANALYSE THEORIQUE DU FRONT DE FORMATION DES ROULEAUX.

L'évolution de l'épaisseur  $h=h_0+\zeta(x,y)$  est gouvernée par l'équation aux dérivées partielles suivante, obtenue dans l'approximation de lubrification<sup>[5-9]</sup>:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{3\eta} \nabla \cdot [ (h_0+\zeta)^3 \nabla (\rho g \zeta + \gamma \nabla^2 \zeta) ] = 0 \quad (1)$$

Cette équation n'est autre que l'équation de conservation de la masse, dans laquelle le flux de liquide est proportionnel au gradient de pression horizontal  $\nabla (\rho g \zeta + \gamma \nabla^2 \zeta)$ . La "mobilité" du liquide, proportionnelle au cube de l'épaisseur  $(h_0+\zeta)^3$ , résulte de la structure de l'écoulement qui se réduit à un demi-Poiseuille dans un plan vertical. Après linéarisation, cette équation conduit à une relation de dispersion du type

$$\sigma = \frac{h_0^3}{3\eta} (\rho g q^2 - \gamma q^4) \quad (2)$$

pour des modes de Fourier variant en  $\exp(iq \cdot x) \exp(\sigma t)$ . Si on admet que le front est sélectionné par des mécanismes du type stabilité marginale linéaire (type I), ses propriétés peuvent être calculées en admettant qu'au voisinage du front  $\zeta(x) \sim \exp[ikx + \sigma t]$ , où  $k$  est un nombre complexe. Les caractéristiques du front et en particulier sa vitesse  $v^*$  sont alors données par les conditions:

$$v^* = - \frac{\text{Re} \sigma}{\text{Im} k} = - \frac{\partial \text{Re} \sigma}{\partial \text{Im} k} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \text{Im} \sigma}{\partial \text{Re} k} = 0 \quad (3)$$

Le vecteur d'onde laissé en arrière du front  $k_a$  est obtenu en écrivant une condition de conservation des arches dont le défilement est observé à la vitesse  $v^*$ :  $k_a v^* = v^* \text{Re} k + \text{Im} \sigma$ . Dans le cas de la relation (2) ces équations conduisent à :

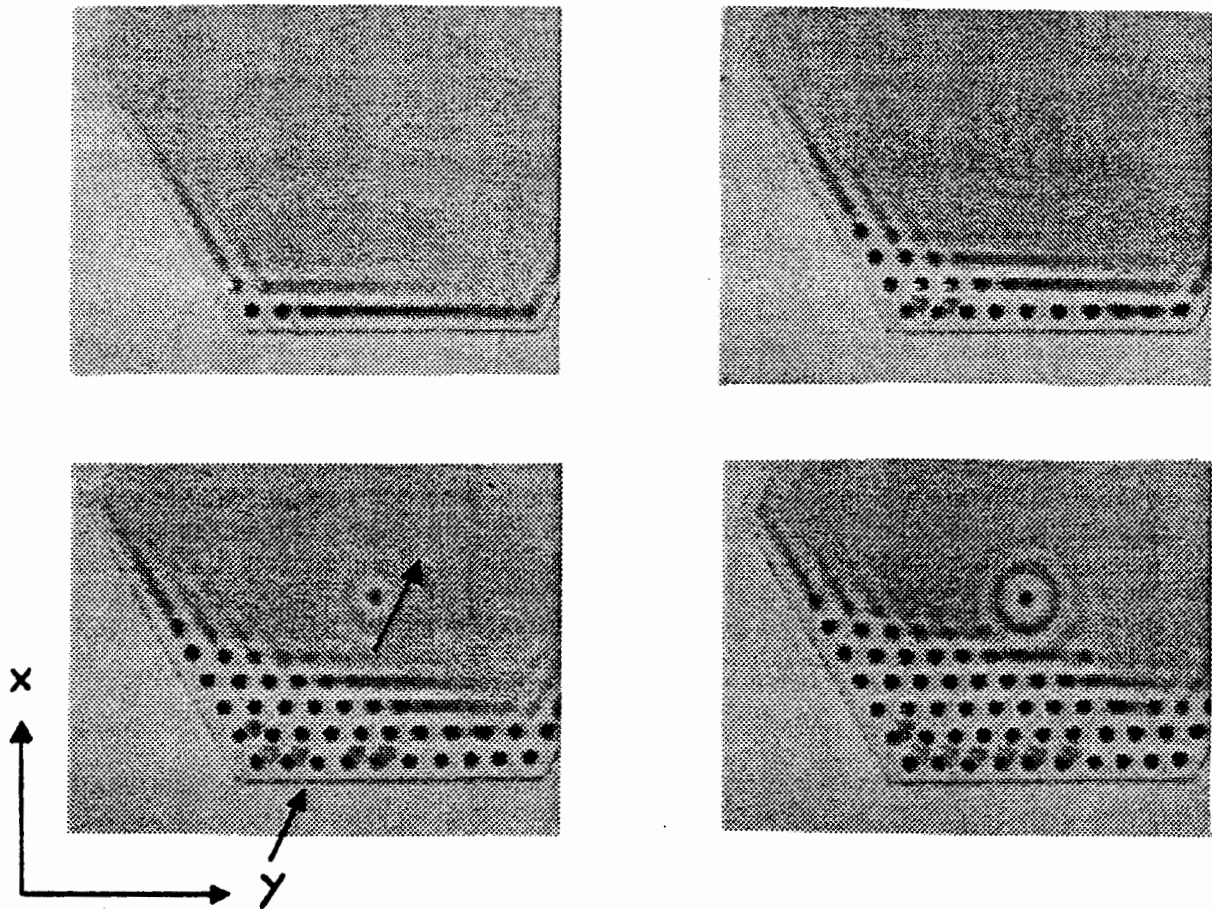


Fig. 1: Evolution de l'instabilité observée sur une "crêpe hexagonale" pour des temps  $t=90, 180, 270$  et  $360$ s. Les zones sombres correspondent aux domaines de fortes épaisseurs. Le fluide contient un colorant qui absorbe la lumière émise par un fond lumineux uniforme.

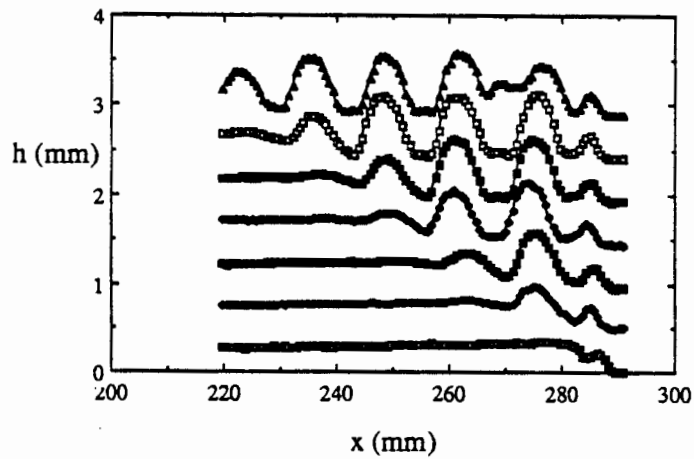


Fig. 2: Profils d'épaisseurs mesurés le long de la direction principale suggérée fig (1) pour des temps successifs  $t=0, 45, 90, 150, 210, 270$  et  $330$ s. Pour clarifier la figure, les profils ont été décalés vers le haut. Le maximum le plus à droite correspond au bord de l'hexagone.



$$v^*=0.54 \frac{h_0^3(\rho g)^{3/2}}{\eta\gamma^{1/2}} \quad \text{et} \quad k_a=1,05 k_M \quad (4)$$

où  $k_M = 6\pi\sqrt{2} \sqrt{\gamma/\rho g}$  est le vecteur d'onde maximisant  $\sigma$  (mode "le plus dangereux").

## DISCUSSION

En partant de valeurs mesurées des constantes physiques  $\gamma=20,7 \pm 0,2$  dynes/cm (méthode à arrachement d'anneau),  $\rho=0,973 \pm 0,005$  g/cm<sup>3</sup> (picnomètre),  $\eta=520$  cP (rhéomètre à chute de bille), et de l'épaisseur estimée  $h_0=0,27 \pm 0,03$  mm, on obtient une vitesse théorique de  $8 \pm 3$  mm par minute. Cette vitesse est compatible avec la valeur mesurée rapportée plus haut. Enfin le rapport  $\lambda_a/\lambda_M$  des longueurs d'onde associées à  $k_a$  (mesuré dans la phase hexagonale...) et à  $k_M$  est proche de 0.95 (à quelques % près) en bon accord avec (4-b). Ce bon accord entre théorie et expérience doit être toutefois relativisé car: (i) le front n'est pas parallèle aux rouleaux du fait d'un gradient d'épaisseur non-maitrisé, (ii) l'équation (1) comporte des non-linéarités d'ordre 2 qui peuvent conduire à une sélection non-linéaire de  $v^*$ , (iii) le nombre de cellules observées sur la figure (2) ne dépasse pas 5 ce qui est peu pour observer des comportements asymptotiques. Des mesures mieux contrôlées sont en cours de réalisation.

## CONCLUSION

Nous avons mis en évidence des effets intéressants de propagation de fronts dans l'instabilité de Rayleigh-Taylor d'une couche mince qui semblent assurer la sélection des structures formées. Dans le cas le plus simple du front rouleaux-domaine non perturbé, la propagation semble assez proche de celle déduite de la théorie de la stabilité marginale linéaire. Un grand nombre de directions sont maintenant à explorer: dynamique de fronts rouleaux-hexagones, fronts courbés associés aux structures axisymétriques, effets bidimensionnels<sup>[12]</sup> (stabilité de fronts obliques par rapport aux vecteurs d'onde par exemple). Il serait également intéressant de préciser les relations entre le problème étudié et une autre instabilité de Rayleigh-Taylor bien connue qui mène à la formation de "diapirs" dans les bassins salins<sup>[2]</sup>. La compréhension de la genèse de ces structures est d'une grande importance pour la recherche pétrolière et pour la géophysique en général.

Nous remercions J. M. di Meglio pour ses conseils et pour son aide qui nous ont permis une détermination très précise de la tension de surface.

## REFERENCES

- <sup>1</sup>S. Chandrasekhar, "Hydrodynamic and hydromagnetic stability", Dover (1961).
- <sup>2</sup>J. A. Whitehead and D.S. Luther, J. Geophys. Res. **80**, 705 (1975).
- <sup>3</sup>J. Berenson, Int. J. Heat Mass Transfer, **5**, 985 (1962)
- <sup>4</sup>D. H. Sharp, Physica D **12**, 3 (1984)
- <sup>5</sup>T. P. Hynes, "Stability of thin films", PHD Thesis, Cambridge Univ. (1978)
- <sup>6</sup>S. Yiantsios and B. G. Higgins, Phys. Fl. A **1**, 1484 (1989)
- <sup>7</sup>M. Fermigier, L. Limat, J. E. Wesfreid, P. Boudinet, M. Petitjean, C. Quilliet and T. Valet, Phys. Fl.A **2**, 1517 (1990)
- <sup>8</sup>M. Fermigier, L. Limat, J. E. Wesfreid, P. Boudinet and C. Quilliet, à paraître dans J. Fl. Mech.
- <sup>9</sup>M. Fermigier, L. Limat, J. E. Wesfreid, P. Boudinet, M. Petitjean, C. Quilliet, in "Non linear phenomena related to growth and form" (1991), Actes Ecole OTAN Cargèse Juillet 1990.
- <sup>10</sup>G. Dee and G. S. Langer, Phys. Rev. Lett. **50**, 383 (1983)
- <sup>11</sup>W. Van Saarloos, Phys. Rev. A **37**, 211 (1988); **39**, 6367 (1989)
- <sup>12</sup>C. Schiller, "Modélisation of microstructures in metals", Thesis, Université Libre de Bruxelles (1989)

# ÉCOULEMENT DIPHASIQUE DANS UNE CELLULE DE HELE-SHAW IMPARFAITE: INFLUENCE DE DÉFAUTS DE MOUILLABILITÉ SUR LA DYNAMIQUE DE L'INTERFACE.

J. F. DUPRAT, M. FERMIGIER, F. GOULAOUIC, P. JENFFER & L. LIMAT

Laboratoire de Physique et de Mécanique des Milieux Hétérogènes (URA CNRS N° 857),  
ESPCI, 10 rue Vauquelin, 75231 PARIS Cedex 05.

## INTRODUCTION

Le mouvement d'une ligne de contact sur un solide hétérogène est un problème important pour les écoulements dans les milieux poreux: les grains solides constituant les réservoirs rocheux ont obligatoirement des propriétés de surface très variables. Le présent travail a également une motivation fondamentale: des progrès importants ont été faits récemment dans la compréhension de la dynamique du mouillage sur des surfaces lisses<sup>[1]</sup>, mais le mouillage de surfaces rugueuses ou chimiquement hétérogènes est encore un problème théorique difficile sur lequel peu de résultats expérimentaux sont disponibles.

L'utilisation d'une cellule de Hele-Shaw imparfaite a été suggérée par de Gennes<sup>[2]</sup>. La cellule imparfaite, tout comme la cellule de Hele-Shaw classique est constituée de deux plaques parallèles séparées par une épaisseur  $h$  très faible. La mouillabilité de l'une des deux plaques (ou des deux) fluctue et dépend des coordonnées spatiales dans le plan de la cellule. La mouillabilité est déterminée par le coefficient d'étalement  $S$ , défini comme:

$$S = \gamma_{SB} - \gamma_{AS} - \gamma \quad (1)$$

où  $\gamma_{ij}$  est la tension de surface entre les phases  $i$  et  $j$ ,  $A$  est le fluide avançant,  $B$  le fluide reculant,  $S$  le substrat solide et  $\gamma = \gamma_{AB}$ . Lorsque  $S$  est positif, le fluide  $A$  mouille parfaitement le solide. Lorsque  $S$  est négatif et plus grand que  $-\gamma$ ,  $A$  mouille partiellement  $S$  et l'interface  $AB$  présente alors un angle de contact fini avec le solide, défini par la relation:

$$\cos \theta = 1 + \frac{S}{\gamma} \quad (2)$$

Les fluctuations du pouvoir d'étalement sont associées à des fluctuations de l'angle de contact et, par conséquent, à des fluctuations du rayon de courbure de l'interface  $r$  et de la pression capillaire  $P_c = \gamma/r$  (fig. 1).

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le principal problème expérimental réside dans la préparation d'une mouillabilité variable mais contrôlée de la surface. Un moyen bien connu consiste à greffer de longues molécules de silane sur du verre ou sur une surface de silice. Des défauts isolés (jusqu'à 100  $\mu\text{m}$  de diamètre) constitués par des domaines hydrophobes sur une surface hydrophile peuvent être réalisés par cette technique à l'aide d'un diffuseur d'aérosols. Nous avons réalisé des expériences préliminaires de ce type, mais la difficulté de contrôler la taille et la densité de défauts nous a poussés à chercher un autre procédé.

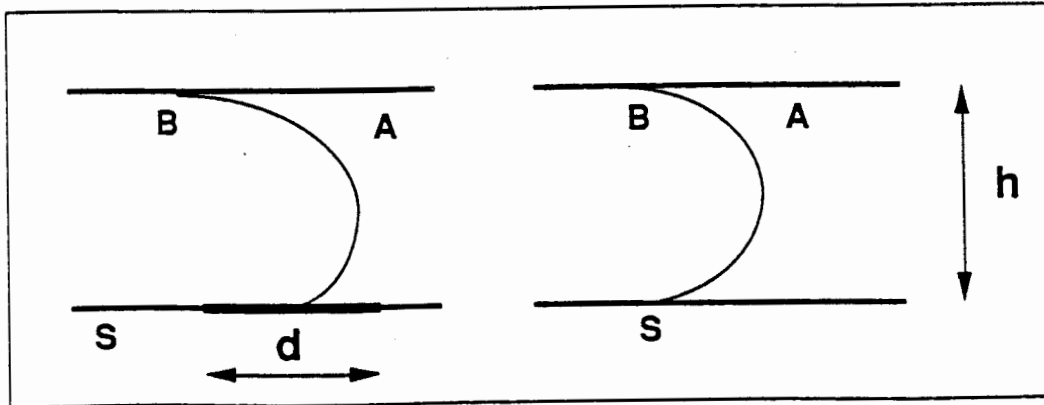


Fig. 1: Ménisque à deux endroits différents dans une cellule de Hele-Shaw imparfaite: à droite, sur le substrat propre avec un angle de contact nul, à gauche sur un défaut de taille  $d$  où l'angle de contact est d'environ  $45^\circ$ .

Nous avons observé que l'encre utilisée dans certains marqueurs à transparents, après séchage, est mouillée partiellement par les huiles silicones, tandis que celles ci mouillent parfaitement le verre. En utilisant cette encre, et la plus petite taille de plume disponible sur une table traçante digitale, il est possible de générer des réseaux de défauts circulaires (jusqu'à  $200 \mu\text{m}$  de diamètre) complètement contrôlés par un programme informatique. Dans les expériences que nous présentons, le fluide avançant A est de l'huile polydiméthylsiloxane (viscosité  $20 \text{ cP}$ ) et le fluide reculant de l'air. Comme rappelé plus haut, l'huile mouille préférentiellement les plaques de verre: le coefficient d'étalement associé  $S_0$  est positif. Sachant que l'eau ne mouille pas totalement le verre, une borne supérieure de  $S_0$  peut être estimée à  $50 \text{ mN/m}$ . Lorsqu'elles sont déposées sur l'encre sèche, des gouttes de l'huile utilisée présentent un angle de contact d'environ  $45^\circ$ , ce qui correspond à un coefficient d'étalement  $S_d = -6 \text{ mN/m}$ . Le contraste de mouillabilité entre les plaques et les défauts est donc de  $6$  à  $55 \text{ mN/m}$ . Bien sûr les défauts ne sont pas de nature purement chimiques: la couche d'encre sèche est épaisse de quelques microns et se traduit également par une légère marche sur la surface solide.

De minces feuilles de mylar sont utilisées comme calles entre les plaques afin de réaliser des épaisseurs adaptables de  $15$  à  $100$  microns. Ces valeurs restent toujours plus petites que la taille des défauts employés.

Lorsqu'il est éclairé par l'arrière, le ménisque séparant les deux fluides apparaît comme une mince bande noire du fait de la réflexion des rayons sur l'interface fluide, mais la ligne de contact elle-même n'est pas visible (fig. 2).

## PASSAGE DE LA LIGNE DE CONTACT SUR DES DÉFAUTS ISOLÉS

Quand la ligne de contact atteint un défaut isolé, une partie de la ligne reste piégée sur le défaut. La déformation de la ligne augmente peu à peu avec le temps tant que l'injection de liquide se poursuit. Le profil de la ligne déformée peut être considéré comme quasistatique, le nombre capillaire  $\eta U/\gamma$  associé à l'écoulement moyen étant de l'ordre de  $10^{-4}$ . Ensuite, suivant la valeur du rapport  $h/d$  de l'épaisseur de la cellule sur la taille du défaut, on peut observer deux comportements différents: la ligne franchit le défaut sa déformation relaxant lentement (figure 2), ou bien elle reste piégée et ne peut se décrocher qu'en laissant une bulle d'air entourant le défaut. Ce régime de piégeage se produit pour des rapports  $h/d$  plus petits que  $0,1$ .

Une explication de cette transition entre deux régimes peut être donnée en comparant l'énergie supplémentaire nécessaire au mouillage du défaut  $(S_d - S_0)\pi d^2/4$  et l'énergie nécessaire pour créer une bulle cylindrique entourant le défaut  $\gamma\pi dh$ .

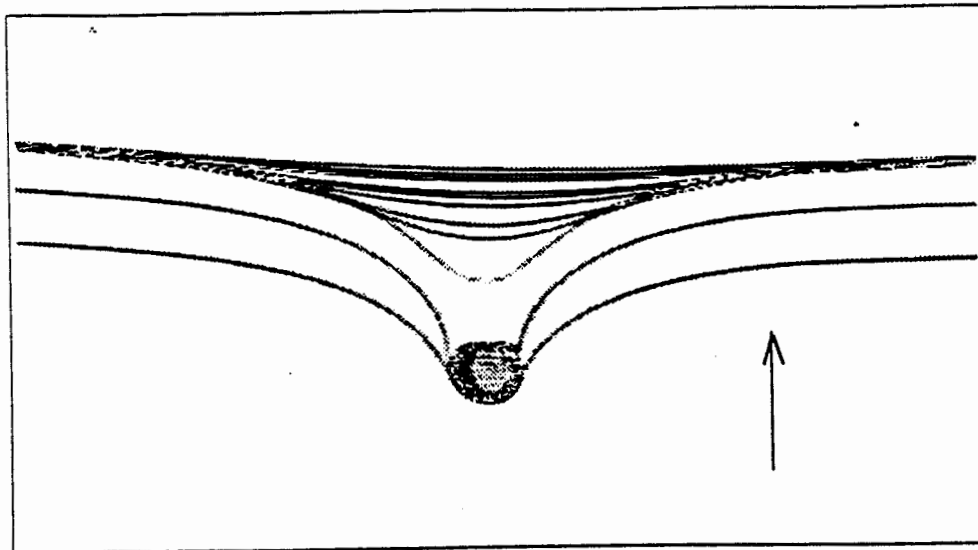


Fig. 2: Ligne de contact momentanément piégée sur un défaut (disque sombre) puis relaxant progressivement. Les images sont séparées d'un intervalle de temps constant. La flèche indique la direction du mouvement.

Ce critère énergétique donne un rapport critique:

$$\left(\frac{h}{d}\right)_c = \frac{S_d - S_0}{4\gamma} = 0,06 \text{ à } 0,6 \quad (3)$$

qui est en accord avec l'expérience.

Le mouvement d'une ligne de contact relaxant après passage d'un défaut a été analysé par Joanny et de Gennes<sup>[3]</sup> et par Raphaël et de Gennes<sup>[4]</sup>. Dans l'approximation d'un angle de contact faible mais fini  $\theta_0$  avec la surface non perturbée, et d'un défaut à bords "doux" ils ont obtenu un profil logarithmique pour une ligne faiblement déformée donné par:

$$y(x,t) = - \frac{f}{2\pi\gamma\theta_0^2} \ln(x^2 + c^2t^2) \quad (4)$$

où  $f$  est la force du défaut, et  $c$  la vitesse de la ligne de contact donnée par la loi de Tanner. Bien que nos conditions expérimentales ne soient pas celles supposées dans leur calcul (défaut à bords de forte pente, grandes variations de l'angle de contact surface-défaut, forte courbure de l'interface dans un plan perpendiculaire aux plaques), le profil déformé (fig. 2) observé se laisse assez bien décrire par (4).

### MOUVEMENT D'UNE LIGNE DE CONTACT SUR DES DÉFAUTS ALEATOIREMENT REPARTIS.

Des réseaux désordonnés de défauts ont été réalisés en utilisant un programme générant des amas de percolation de site sur un réseau carré. Les expériences présentées ici ont été réalisées à très faibles concentrations (quelques %) de sites non-mouillants. Les distortions de la ligne de contact sont montrées sur la figure 3. Dans le régime de piégeage de bulles, une grande bulle peut être piégée sur plusieurs défauts voisins mais pas nécessairement connectés. La description statistique des tailles de bulles et de l'épaisseur du front est en cours. Les premières observations du mouvement de l'interface à grand nombre capillaire suggère une décroissance de la largeur du front fluide avec la vitesse, qui devient assez plat à grande échelle.

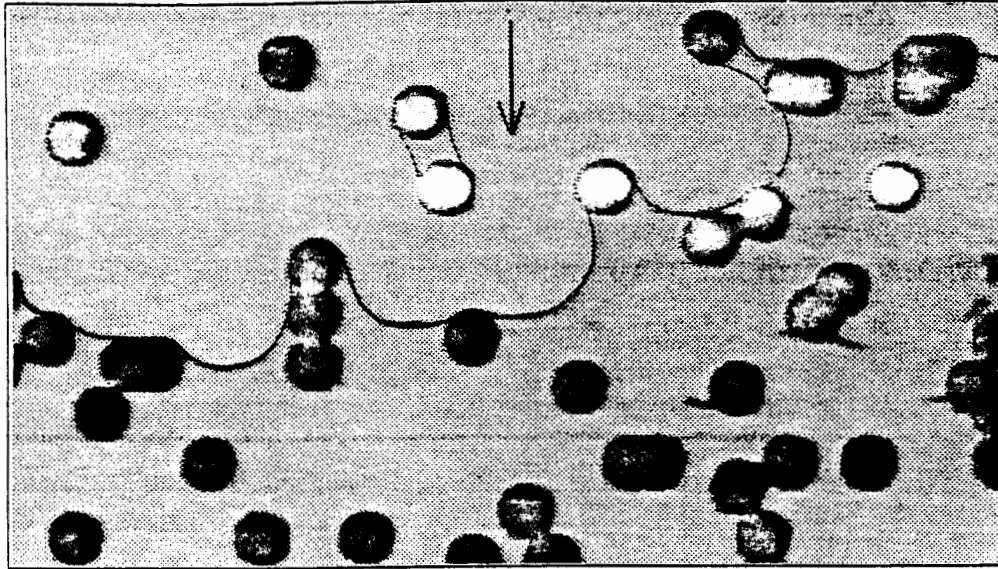


Fig. 3: Ligne de contact déformée par des défauts aléatoirement répartis. La fraction de surface couverte est de 9%.

## MODELISATION DE L'INTERFACE

Nous avons construit un modèle décrivant la structure de l'interface déformé et essayé de l'appliquer au profil obtenu en statique  $y(x)$  pour un défaut isolé. Les hypothèses de base sont: (i) angle de contact nul sur les plaques, (ii) épaisseur de la cellule faible devant la courbure de l'interface  $R_{xy}$  dans le plan de la cellule  $(x,y)$ . Dans une première étape on calcule la perturbation de la forme du ménisque (dans un plan perpendiculaire aux plaques) due à la courbure  $R_{xy}$ . On en déduit la forme de l'énergie interfaciale à minimiser qui se met sous la forme

$$U = \frac{\pi h}{2} \int [1 + \alpha h^2 \frac{y''^2}{(1+y'^2)^3}] \sqrt{1+y'^2} dx \quad (5)$$

où  $\alpha=0,025$  rend compte de l'influence de la courbure du profil  $y(x)$  sur le profil transverse dans un plan vertical. La minimisation de cette fonctionnelle avec une éventuelle condition de conservation du volume de fluide conduit à des équations non-linéaires très compliquées. Les solutions de leurs versions linéarisées semblent moins satisfaisantes que l'équation (4). Il est possible que les contributions prises en compte dans ce calcul soient beaucoup plus faibles que l'énergie associée aux déformations de la ligne de contact du type calculé par de Gennes et Joanny<sup>[3]</sup>. Ces contributions n'apparaissent pas dans (5) car l'angle de contact est supposé s'annuler.

Nous avons bénéficié d'un support financier de l'Institut Français du Pétrole et d'utiles discussions avec L. Léger.

## REFERENCES

- <sup>1</sup>P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **57**, 827 (1985)
- <sup>2</sup>P. G. de Gennes, J. Phys. **47**, 1541 (1986)
- <sup>3</sup>J. F. Joanny and P. G. de Gennes, J. Chem. Phys. **81**, 552 (1984)
- <sup>4</sup>E. Raphaël and P. G. de Gennes, J. Chem. Phys. **90**, 7577 (1989)

## PROBLEMES D'INCLUSIONS A FRONTIERES MOBILES

H.SABAR

Laboratoire Mécanique Physique Matériaux, LPMM, U.R.A CNRS1215  
Faculté des Sciences-Ile du Saulcy 57045 METZ Cedex

### I-INTRODUCTION

De nombreux problèmes de mécanique des solides ou de mécanique des matériaux sont résolus par la solution d'Eshelby-Kröner du problème d'inclusion plastique et inhomogène : citons par exemple le cas , pour les solides microhétérogènes , des schémas auto-cohérents [1] , [2] ou bien le cas, pour l'échelle plus fine du monocristal, des modèles de création de précipités ou de formation de zones de Guinier- Preston . Les résultats issus de ces méthodes sont valables tant que la fraction volumique ou la forme des différents constituants **n'évoluent pas** au cours des sollicitations.

Or, de nombreux problèmes de mécanique-physique des matériaux (transformations de phase, recristallisation, mûlage ...), sont liés à la présence d'interfaces entre constituants qui sont susceptibles de posséder un mouvement propre différent de celui des particules du matériau. Le présent travail , par une approche micromécanique , a pour objectif d'inclure ce mouvement d'interface dans l'étude du comportement des matériaux hétérogènes . La méthode adopte , de la même façon que pour les problèmes d'inclusions classiques , une répartition des déformations plastiques uniformes par domaines ( $\varepsilon^D$  pour l'inclusion ,  $\mathbf{E}^D$  pour la matrice ) mais la résolution est plus complexe puisque , d'une part , la frontière entre ces domaines peut changer au cours de la transformation et que , d'autre part , les valeurs  $\varepsilon^D$  et  $\mathbf{E}^D$  peuvent évoluer : il s'agit d'un problème d'inclusion à frontière mobile.

### II-INCLUSION PLASTIQUE D'ESHELBY-KRÖNER

On se place dans le cadre de l'élasticité en petites déformations quasistatiques (les phénomènes d'inertie sont négligés) . Les équations d'équilibre en l'absence de forces volumiques font intervenir les composantes  $\sigma_{ij,j}(\mathbf{x},t)$  à l'instant  $t$  du tenseur des contraintes de Cauchy en un point de coordonnées  $\mathbf{x}$  par rapport au repère d' observation :

$$\sigma_{ij,j}(\mathbf{x},t) = 0 \quad (1)$$

où on note  $f_{,j}$  la dérivation partielle par rapport à la coordonnée  $x_j$  de la grandeur  $f$  et on adopte la convention de sommation sur l'indice latin répété ( $j=1\text{à}3$ ). La partie symétrique du tenseur

$x_j$  de la grandeur  $f$  et on adopte la convention de sommation sur l'indice latin répété ( $j=1\text{à}3$ ). La partie symétrique du tenseur gradient  $u_{i,j}$  du déplacement dans  $R$  des particules donne le tenseur des déformations totales linéarisés  $\epsilon^T(x,t)$ ; il se décompose en une partie élastique  $\epsilon^e(x,t)$  et plastique  $\epsilon^p(x,t)$ , cette dernière étant connue à l'instant  $t$  définissant une configuration initiale du champ des déformations. La loi de comportement élastique du matériau s'écrit sous la forme anisotrope en fonction des constantes d'élasticité  $C^0_{ijkl}$  ( que nous supposons dans cette étude indépendantes du temps et homogènes ) et de  $\epsilon^e$  suivant :

$$\sigma_{ij}(x,t) = C^0_{ijkl} \epsilon^e_{kl}(x,t) \quad (2)$$

Il est possible à l'aide de (1) et en tenant compte des propriétés de symétrie du tenseur  $C^0$  d'obtenir les équations aux dérivées partielles portant sur le déplacement des particules sous la forme:

$$[C^0_{ijkl} u_{l,k}(x) - C^0_{ijkl} \epsilon^p_{kl}(x)]_j = 0 \quad (3)$$

Pour intégrer (3) nous assimilons la quantité:

$$[-C^0_{ijkl} \epsilon^p_{kl}(x)]_j$$

à une force volumique fictive et nous faisons appel au tenseur de Green de l'élasticité  $G_{ij}(x)$  choisi nul à l'infini et correspondant au milieu infini élastique homogène de constantes  $C^0_{ijkl}$ ; on obtient [3]:

$$\epsilon^T_{ij}(x,t) = E^T_{ij}(t) + \iiint_{V_I} \Gamma_{ijkl}(x-x') C^0_{klmn} [\epsilon^p_{mn}(t) - E^p_{mn}(t)] dx' \quad (4)$$

où  $\Gamma$  est le tenseur de Green modifié ( $\Gamma_{ijkl} = -1/2(G_{ik,jl} + G_{jk,il})$ );  $E^T(t)$  représente la déformation totale à l'infini et  $V_I$  est le volume de l'inclusion. On démontre [3] que (4) est cohérente avec la formule d'Eshelby-Kröner:

$$\text{si } x \in V_I \quad \epsilon^T(I) = E^T + S(\epsilon^p - E^p) \quad (5)$$

où  $S$  désigne le tenseur d'Eshelby [4] :

$$S_{ijkl} = \iiint_{V_I} \Gamma_{ijmn}(x-x') C^0_{mkl} dx' \quad (6)$$

### III-LE PROBLEME D'INCLUSION A FRONTIERE MOBILE

On désire suivre l'évolution à partir de l'instant  $t$  des déformations et des contraintes des zones affectées plastiquement. Pour cela, nous considérons le domaine d'intégration  $V_I$  de (4) comme le volume des particules  $V_{IP}$  constituant l'inclusion en coincidence à l'instant  $t$  avec le volume géométrique  $V_{IG}$  de la zone plastifiée. A un instant ultérieur  $t+\Delta t$ , les deux volumes  $V_{IP}$  et  $V_{IG}$  auront varié de deux façons qu'il convient de distinguer:  $V_{IP}$  passe à la valeur  $V_{IP}+dV_{IP}$  engendrée par le déplacement  $(du/dt) \cdot \Delta t$  des particules tandis que  $V_{IG}$  devient  $V_{IG}+\delta V_{IG}$  ce qui traduit une extension



tion  $V_I$  s'anime d'une vitesse propre  $\underline{W}(\underline{x}, t)$  ; avec cette technique, détaillée dans [5], la formule (4) s'écrit [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta t} \varepsilon_{ij}^T(\underline{x}, t) = & \frac{\delta}{\delta t} E_{ij}^T(t) + \left[ \iiint_{V_I} \Gamma_{ijkl}(\underline{x}-\underline{x}') C_{klmn}^0 d\underline{x}' \right] \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_{mn}^P - E_{mn}^P) + \\ & + \left[ \iiint_{V_I} [\Gamma_{ijkl}(\underline{x}-\underline{x}') C_{klmn}^0 W_{p,p'}(\underline{x}', t)] d\underline{x}' \right] (\varepsilon_{mn}^P(t) - E_{mn}^P(t)) \end{aligned} \quad (7)$$

où le troisième terme du second membre fait explicitement apparaître le tenseur  $\delta \underline{S} / \delta t$  de sorte que sous forme plus condensée (7) devient:

$$\frac{\delta \varepsilon_{ij}^T}{\delta t}(\underline{x}, t) = \frac{\delta E_{ij}^T}{\delta t} + \frac{\delta S_{ijmn}}{\delta t}(\underline{x}, t) \left[ \varepsilon_{mn}^P(t) - E_{mn}^P(t) \right] + S_{ijmn}(\underline{x}, t) \left[ \frac{\partial \varepsilon_{mn}^P}{\partial t}(t) - \frac{\partial E_{mn}^P}{\partial t}(t) \right] \quad (8)$$

C'est une équation fondamentale qui gère la solution du problème de l'inclusion plastique à frontière mobile. Elle se présente très pratiquement sous la forme de deux termes (à part le terme à l'infini  $\delta E^T / \delta t$ ):

- le premier terme  $S \partial (\varepsilon^P - E^P) / \partial t$  est classique et tient compte de l'évolution de  $\varepsilon^P$  et  $E^T$ . On y retrouve le tenseur  $\underline{S}$  des formules d'Eshelby-Kröner.
- le deuxième terme  $\delta \underline{S} / \delta t (\varepsilon^P - E^P)$  est nouveau et provient de l'évolution de la géométrie de l'inclusion par l'intermédiaire de la dérivation propre  $\delta \underline{S} / \delta t$ . Il est remarquable ici de constater que l'aspect "frontière mobile" est concentré de façon pratique dans le tenseur  $\delta \underline{S} / \delta t$  (rappelons qu'Eshelby [4] a montré que le tenseur  $\underline{S}$  est **uniforme** au sein d'une inclusion ellipsoïdale et ne dépend que des constantes d'élasticité et de la géométrie de l'inclusion; nous avons montré qu'il en est de même pour le nouveau tenseur  $\delta \underline{S} / \delta t$  [6]; on a également déduit de cette équation l'expression du champ des taux de contraintes et nous avons donné analytiquement de plus le calcul de  $\delta \underline{S} / \delta t$  par sa forme intégrale dans le cas d'un milieu isotrope; le cas anisotrope est traité numériquement).

#### IV-APPLICATION ET EXEMPLE

On considère à l'instant  $t$ , le cas d'un volume ellipsoïdal dont les demi-axes sont fonctions du temps ( $a_1(t), a_2(t), a_3(t)$ ). Les directions des axes propres de l'ellipsoïde définissent les axes du repère d'observation  $R$  (on ne considère pas ici une rotation éventuelle de l'ellipsoïde). Dans ce cas, l'évolution de la zone plastique au sein du milieu élastique anisotrope est régie par la vitesse  $\underline{W}$  de composantes :

$$\underline{x} \in V_I, W_{\alpha}(\underline{x}, t) = x_{\alpha} \frac{\dot{a}_{\alpha}}{a_{\alpha}} \quad (\text{sans sommation sur l'indice grec } \alpha) \quad (9)$$

où  $\dot{a}_{\alpha} = \partial a_{\alpha} / \partial t$  désigne la vitesse d'évolution des demi-axes



de l'ellipsoïde. Selon la règle de composition des dérivées partielles et puisque (voir (6))  $S$ , dans l'inclusion, ne dépend, par  $\Gamma$  et  $C^0$ , que des composantes d'élasticité (constantes) et des dimensions  $a_\alpha(t)$  on a :

$$\frac{\delta}{\delta \alpha} S(\underline{x}, t) = \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial S(\underline{x}, t)}{\partial a_\alpha} a_\alpha \quad (10)$$

et par identification entre (9) et (10) on accède au calcul de  $\partial S / \partial a_\alpha$  :

$$\frac{\partial}{\partial a_\alpha} S(\underline{x}, t) = \frac{1}{a_\alpha} \left\{ S(\underline{x}, t) + \iiint_{V_I} \Gamma_{ijkl, \alpha'}(\underline{x} - \underline{x}') C_{klmn}^0 x'_\alpha d\underline{x}' \right\} \quad (11)$$

A titre d'exemple, pour un milieu isotrope et pour une inclusion sphérique à l'instant  $t$  dont un axe s'allonge ( $a_1(t)$ ,  $a_2 = a_3 = \text{constante} = a_1(0)$ ) on obtient par exemple ces valeurs valables dans l'inclusion:

$$\frac{\partial S_{1122}}{\partial a_1} = \frac{\partial S_{1133}}{\partial a_1} = (2 - 28\nu)\beta, \quad \frac{\partial S_{3322}}{\partial a_1} = \frac{\partial S_{2233}}{\partial a_1} = (-4 + 14\nu)\beta, \text{ etc... [6]}$$

où  $\nu$  désigne le rapport de Poisson et avec  $\beta = 1 / [105(1-\nu)a_1(0)]$ . Ce type de formules permet donc explicitement de tenir compte du changement de forme de l'inclusion pour les calculs d'évolution de contraintes et de déformations. D'un point de vue pratique, on a examiné le cas du grossissement de parois de dislocations; on a mis aussi en évidence un effet possible de restitution d'énergie par changement de forme des constituants. On étudie au laboratoire d'autres phénomènes (recristallisation, réorientation de variantes...) qui exploitent directement ces calculs et associent des données microphysiques relatives aux lois de comportements des interfaces mobiles.

#### REFERENCES

1. KRÖNER E., *Z.Phys.*, 151, pp 504-518 (1958) .
2. BERVEILLER M. et ZAOUÏ A., *J.de Mécanique*, V 19 n° 2 (1980) .
3. KRÖNER E., *J.Mech.Phys.Solids*, 25, pp 137-155 (1977) .
4. ESHELBY J.D., *Progress in Solid Mechanics* 2, ed.I.N.Sneddon and R.HILL, North-Holland, Amsterdam, pp 89-140 (1961) .
5. GERMAIN P., *Mécanique*, t.1, éd.ellipses, Polytechnique (1986) .
6. SABAR H., *Thèse*, Université de Metz, France (1990) .

## COMPORTEMENT MECANIQUE DES INTERFACES SOLS-STRUCTURES

BOULON Marc, GARNICA-ANGUAS Paul, ROUAINIA Mohamed

Institut de Mécanique de Grenoble (UMR 101), Université I de Grenoble  
B.P. 53 X - 38041 GRENOBLE Cedex, France

### INTRODUCTION

Les auteurs présentent d'abord les particularités du comportement mécanique des interfaces sols-structures, en comparaison au comportement des sols eux-mêmes. Dans un second temps, ils exposent le principe de leur modèle incrémentalement non-linéaire. La troisième partie est consacrée à l'intégration numérique de ce modèle, le long de chemins donnés, à la comparaison des résultats avec les expériences correspondantes, et enfin à une réflexion sur l'utilisation d'un tel modèle en éléments finis.

### 1 - LES PARTICULARITES DU COMPORTEMENT D'INTERFACE SOLS-STRUCTURES

Les particularités de ce comportement apparaissent sur la figure 1 où sont représentés deux tests de cisaillement direct (boîte de Casagrande - cisaillement direct plan) d'un sable moyen par une plaque rugueuse, à partir des mêmes conditions initiales.

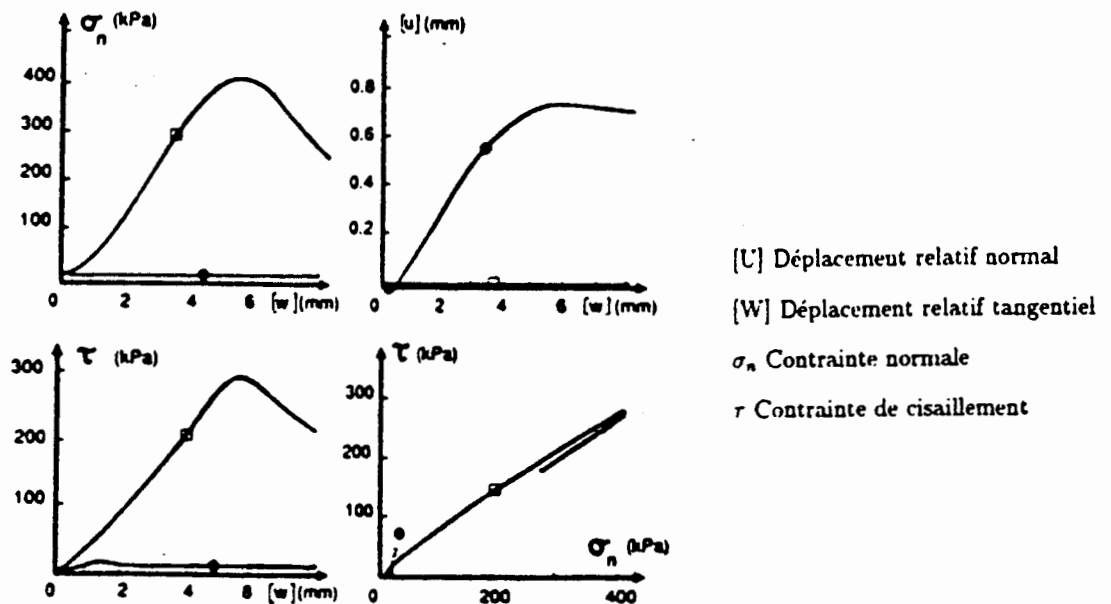


Figure 1 : Essais de cisaillement direct "extrêmes" sur sable d'Hostun moyen ( $d_{50} = 0.74$  mm) dense, à faible contrainte normale initiale ( $\sigma_{n0} = 12$  kPa) - Boulon [1].

● test (S) à contrainte normale constante      □ test (v) à volume constant

On constate que la forte dilatance localisée mobilisée lors de l'essai (v) provoque une amplification considérable de la contrainte normale initiale (25 fois) : un accroissement de pression moyenne est observable lors de l'essai triaxial d'un sol non drainé, mais le niveau d'amplification reste moindre. Un second aspect intéressant, qui

différence vraiment le sol et l'interface sol-structure, est constitué par la chute de contrainte normale pour des déplacements relatifs tangentiels importants : cette diminution peut aller jusqu'à une annulation de  $\sigma_n$ . Cet effet est actuellement attribué à une rupture des grains, mais résulte évidemment aussi du réarrangement des grains au cours d'une cinématique fort complexe, qu'on peut visualiser par stéréophotogrammétrie (cf. figure 2).

## II - MODELISATION DU COMPORTEMENT D'INTERFACE

Le modèle proposé est incrémentalement non linéaire : il est susceptible de prendre en compte, par interpolation constitutive, tous les chemins réalisables au laboratoire et formalisés analytiquement. Il tient compte du phénomène de rupture des grains évoqué antérieurement.

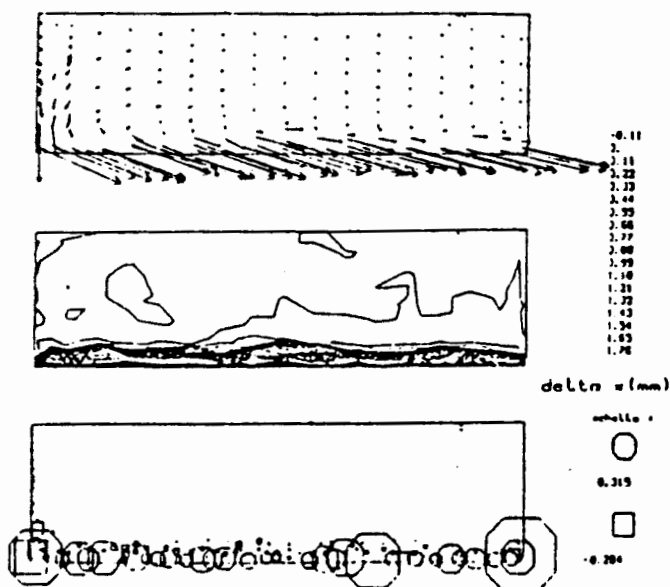


Figure 2 Visualisation, en cours de cisaillement direct sable-plaque rugueuse, des vecteurs incréments de déplacement, des isovaleurs de déplacements horizontaux et du champ de variation de volume. Cichy et al. [2].

En vue d'établir les bases de ce modèle, on suppose la sollicitation incrémentale comme en vitesse de déplacement relatif, soit à deux dimensions :

$$[\dot{U}] = \begin{Bmatrix} [\dot{W}] \\ [\dot{U}] \end{Bmatrix} \quad (1)$$

$[\dot{U}]$ ,  $[\dot{W}]$ ,  $[\dot{U}]$  sont respectivement le vecteur vitesse de déplacement relatif, sa composante tangentielle et sa composante normale. (cette hypothèse est intéressante pour l'utilisation en éléments finis). La réponse incrémentale s'écrit :

$$[\dot{\sigma}] = \begin{Bmatrix} \dot{\tau} \\ \dot{\sigma}_n \end{Bmatrix} \quad (2)$$

$\dot{\sigma}$ ,  $\dot{\tau}$ ,  $\dot{\sigma}_n$  sont respectivement la vitesse de vecteur contrainte agissant sur l'interface, sa composante tangentielle et sa composante normale.

Le modèle relatif constitutif est obtenu par normalisation grâce à la norme de  $[\dot{U}]$  :

$$\begin{Bmatrix} \lambda \\ \mu \end{Bmatrix} = \frac{1}{\|[\dot{U}]\|} \begin{Bmatrix} [\dot{W}] \\ [\dot{U}] \end{Bmatrix} \quad \begin{Bmatrix} \xi \\ \eta \end{Bmatrix} = \frac{1}{\|[\dot{\sigma}]\|} \begin{Bmatrix} \dot{\tau} \\ \dot{\sigma}_n \end{Bmatrix} \quad (3)$$

puis par interpolation sur l'espace  $(\lambda, \mu)$ , les  $W_i$  étant les poids relatifs du chemin (de base)  $n^\circ i$  ( $i = 1$  à  $N$ ).

Une étude précise de la sensibilité de cette interpolation, pouvant devenir non négligeable dès lors que la densité des points de base est fort variable sur le domaine de définition, a été réalisée (Boulon et al. [3]). La figure 3 montre que cette interpolation peut "déformer" la réalité, ou la lisser d'une manière plausible.

$$\begin{Bmatrix} \xi \\ \eta \end{Bmatrix} = \sum_{i=1}^N W_i \begin{Bmatrix} \xi_i \\ \eta_i \end{Bmatrix} \quad (4)$$

Le phénomène de rupture des grains est rendu à travers un écrouissage en densité du matériau d'interface fonction de l'énergie spécifique reçue par l'échantillon, au cours du temps  $t$ .

$$W_r = \int_0^t [\dot{\tau} dw - \dot{\sigma}_n dU] dt \quad (5)$$

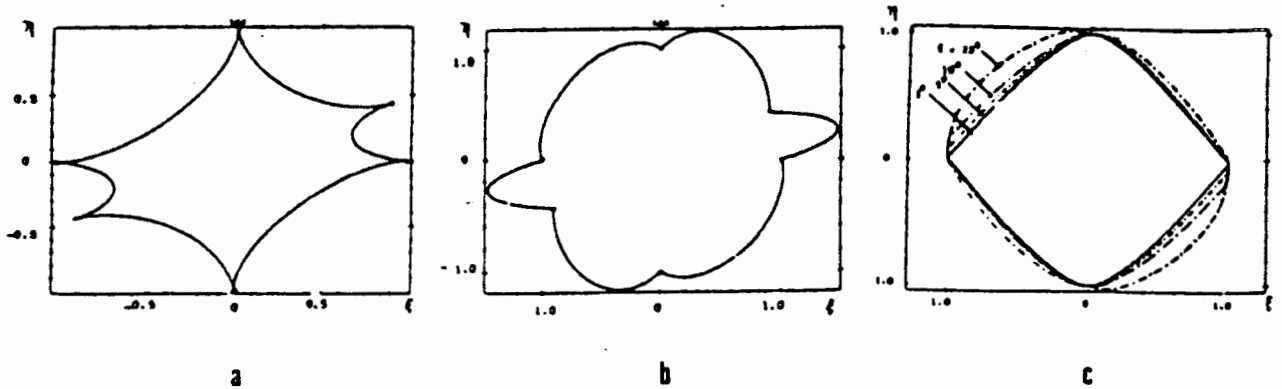


Figure 3 : Le résultat de plusieurs interpolation constitutives représenté comme réponse à une sollicitation unitaire.

a) interpolation à signe constant b) interpolation positive et négative sans normalisation locale c) interpolation positive et négative avec normalisation locale.

### III - INTEGRATION NUMERIQUE DU MODELE D'INTERFACE

La figure 4 donne une idée de l'aptitude du modèle à représenter la dilatace intense et la rupture des grains.

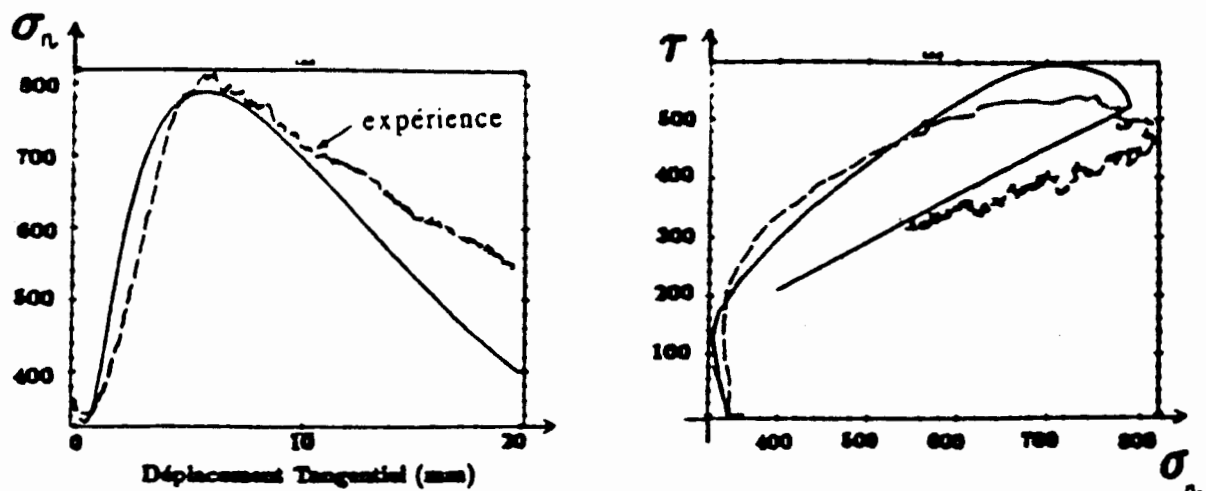


Fig. 4 : Comparaison modèle expérience, sur chemin de cisaillement direct (sable plaque rugueuse) à rigidité normale imposée

$\sigma_{n0} = 354 \text{ kPa}$  ,  $\gamma = (16.8 \text{ kN/m}^3)$ , rigidité normale  $k = 10^3 \text{ kPa/mm}$ .

Cette intégration a été réalisée par méthode explicite, avec un pas de déplacement tangentiel de 0.01 mm.

L'utilisation de ce modèle en éléments finis appelle quelques remarques. Tout d'abord, une méthode de pénalisation est souvent mise en oeuvre pour éviter l'interpénétration (numérique) entre les solides en contact ; la rigidité normale du point est alors une grande inconnue, qu'on évalue par "recette". Le modèle précédent peut être utilisé sur chemins à  $[w] = 0$  ; on voit alors que ce sont les caractéristiques pseudo-oedométriques de l'interface qui sont mobilisées. Pourquoi faire appel à une recette? Par ailleurs, il est connu à travers plusieurs publications récentes, que l'intégration spatiale des éléments joints (accueillant le comportement d'interface) pose des problèmes très sévères d'oscillations des contraintes (Gens et al. [4], Hohberg [5], Van Langen [6], Schellekens [7]). L'ensemble de ces problèmes, non totalement résolus, est évoqué sous forme synthétique par les auteurs.

## CONCLUSION

A la lumière des faits expérimentaux exposés et des expériences numériques réalisées, les auteurs concluent que le secteur du comportement des interfaces entre solides, vu à travers la géomécanique, présente un certain retard par rapport à l'étude des solides - sols - eux-mêmes. Ceci explique qu'on doive utiliser des recettes, et que la philosophie, ne soit pas encore bien établie sur certains points. D'où l'urgente nécessité d'études à la fois rhéologiques et numériques sur la question !

1. BOULON M. Basic features of soil-structure interface behaviour. Computers and Geotechnics, vol. 7, pp. 115-131 (1989).
2. CICHY W., BOULON M., DESRUES J., Etude expérimentale stéréophotogrammétrique des interfaces sols fondations à la boîte de cisaillement direct. 4e colloque franco polonais de Mécanique des sols appliquée, Grenoble, pp. 311-325 (1987).
3. BOULON M., GARNICA P., Constitutive interpolation and soil-structure directionally dependent interface law. Proc. of the second Europ. Speciality Conf. on num. meth. in Geotechnical Engineering (ENUMGE), Santander, Espagne, pp. 45-56 (1990).
4. GENS A., CAROL I., ALONSO E. E., An interface element formulation for the analysis of soil reinforcement Interaction. Computers and Geotechnics, vol. 7, pp. 133-151 (1989).
5. HOHBERG J. M., BACHMANN H., A macro joint element for non-linear arch dam analysis ; Numerical methods in Geomechanics, Ed. Swoboda, Balkema Rotterdam, pp. 829-834 (1988).
6. VAN LANGEN H., Numerical Analysis of Soil structure interaction. Thèse, Université Technologique de Delft, Delft, (1991).
7. SCHELLEKENS J. C. J., Interface elements finite element Analysis, rapport interne, Université Technologique de Delft, T.N.O.-IBBC, (1990).

# UN MODELE ELASTOPLASTIQUE CYCLIQUE POUR L'INTERACTION SOLS - STRUCTURES

BENCHEIKH B. & SHAHROUR I.

Laboratoire de Mécanique de Lille - CNRS URA 1441D  
Département Sols-Structures, IDN - B.P. 48, 59651 Villeneuve d'Ascq, France

## INTRODUCTION:

La résolution d'un problème d'interaction sols-structures (pieux, ouvrages souterrains, terre armée, ...), nécessite l'emploi d'un modèle de comportement pour les interfaces. On note que les modèles utilisés couramment sont du type rigide-parfaitement plastique [4]. Or, les résultats d'études en laboratoire montrent que le comportement des interfaces est essentiellement non linéaire [3], [2]. Dans la direction normale au plan de cisaillement, ce comportement présente une phase de contractance suivie d'une phase de dilatance, manifestant ainsi des points communs avec le comportement des sols. Nous avons donc utilisé les acquis de la modélisation des sols ( états critique et caractéristique, écrouissages isotrope et cinématique, ...) pour mettre au point et valider un modèle pour les interfaces.

## I. VERSION MONOTONE DU MODELE:

Le modèle développé est basé sur l'élastoplasticité. L'incrément de déplacement relatif à l'interface  $\Delta \epsilon$  est décomposé en une contribution élastique  $\Delta \epsilon^e$  et une contribution plastique  $\Delta \epsilon^p$  :

$$\Delta \epsilon = \Delta \epsilon^e + \Delta \epsilon^p \quad (1)$$

Le développement d'une loi de comportement élastoplastique nécessite la formulation des expressions pour: le comportement élastique, la surface de charge, la règle d'écrouissage et d'écoulement plastique.

### I 1. L'ELASTICITE:

Nous avons adopté pour les interfaces, un comportement élastique non linéaire, donné par les expressions suivantes:

$$\begin{aligned} K_n &= K_{n0} (\sigma_n / P_a)^{0.5} \\ K_t &= K_{t0} (\sigma_n / P_a)^{0.5} \end{aligned} \quad (2)$$

où :  $K_n$  et  $K_t$  sont respectivement le module normal et le module de cisaillement  
 $K_{n0}$  et  $K_{t0}$  sont deux paramètres du modèle  
 $\sigma_n$  est la contrainte normale à l'interface et  $P_a$  est la pression atmosphérique.

## I 2. LE CRITERE DE RUPTURE ET LA SURFACE DE CHARGE:

Le critère de rupture choisi est celui de Mohr-Coulomb. L'équation de la surface de charge est obtenue en introduisant une fonction d'écroissage  $R_m$  :

$$f_m(\sigma_n, \tau, \epsilon P_t) = |\tau| + \tan\phi (C + \sigma_n) R_m \quad (3)$$

où :  $\phi$  et  $C$  sont deux paramètres du modèle.

## I 3. LA REGLE D'ECROISSAGE:

La distorsion plastique  $\epsilon P_t$  est choisie comme paramètre d'écroissage. La figure (1) montre que pour simuler le pic de contrainte et la phase de radoucissement, il faut associer à  $\epsilon P_t$  une fonction  $R_m$  qui passe par un maximum, avant de se stabiliser pour les grandes distorsions. On adopte alors, pour  $R_m$  l'expression suivante:

$$R_m(\epsilon P_t) = R_0 + \alpha (\epsilon P_t / (\beta (\sigma_{n0} / P_a) + \epsilon P_t)) + A(\epsilon P_t)^2 \exp(-B \epsilon P_t) \quad (4)$$

où :  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $A$  et  $B$  sont des paramètres du modèle  
 $\sigma_{n0}$  est la contrainte normale initiale

On note que  $R_m$  varie de  $R_0$  (fixant l'étendue du domaine élastique initiale) à  $R_0 + 1$  à la rupture.

## I 4. LA REGLE D'ECOULEMENT PLASTIQUE:

On suppose que l'incrément de déformation plastique dérive d'un potentiel plastique  $g$ . Pour tenir compte du concept d'état caractéristique, on a choisi :

$$\begin{aligned} \partial g(\sigma_n, \tau) / \partial \sigma_n &= A_g (M_g - |\tau| / \sigma_n) \exp(-a_g \epsilon P_t) \\ \partial g(\sigma_n, \tau) / \partial \tau &= 1 \end{aligned} \quad (5)$$

où :  $M_g$  et  $a_g$  sont des paramètres du modèle.

La version monotone du modèle comprend donc, deux paramètres élastiques et huit paramètres plastiques. Ces paramètres peuvent être déterminés à partir des essais de cisaillement direct [1]. On note que si on ne tient pas compte du pic, le nombre de paramètres plastiques se réduit à cinq.

## II. ADAPTATION DU MODELE AUX CHARGEMENTS CYCLIQUES:

Le modèle a été adapté aux chargements cycliques en utilisant le concept d'écroissage cinématique à mémoire discrète. En introduisant ce concept, l'expression de la surface de charge devient:

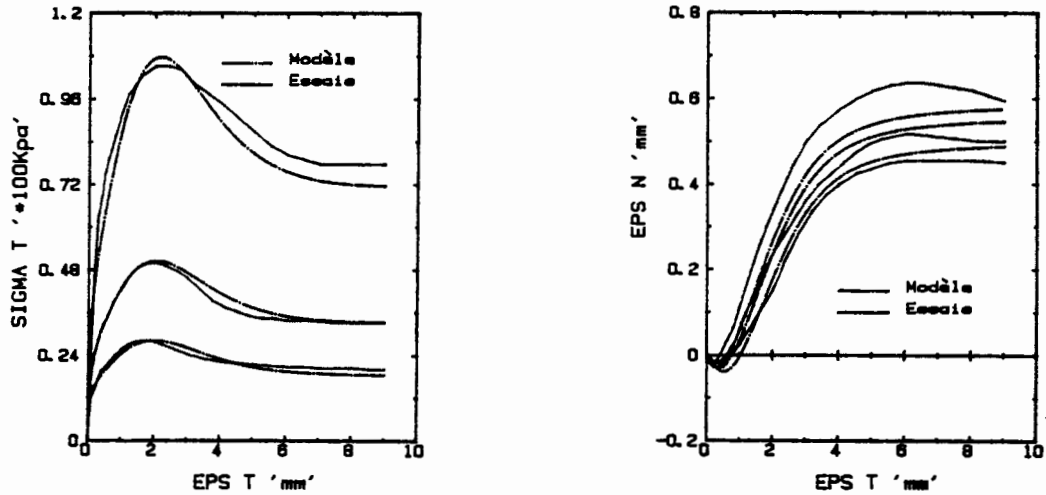
$$f_c(\sigma_n, \tau, \epsilon P_c, \mathbf{n}_c) = |\tau - T_c| + (\sigma_n + C) \tan\phi R_c \quad (6)$$

avec:  $T_c = (R_i - n_c R_c) (\sigma_n + C) \tan\phi$

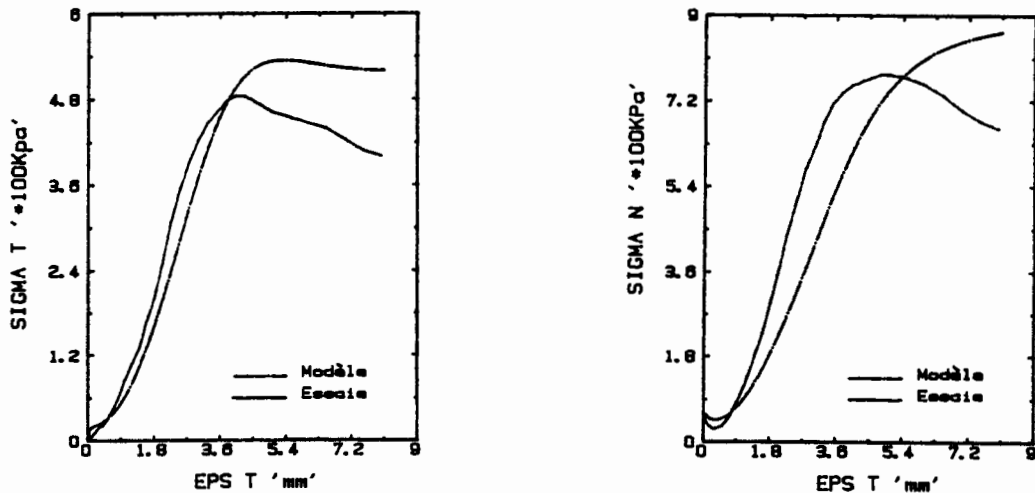
où:  $R_c$  représente la fonction d'écroissage en régime cyclique  
 $R_i$  est la valeur de  $R_c$  à l'inversion du sens de chargement  
 $\mathbf{n}_c$  est un vecteur unitaire définissant la direction de la normale extérieure à la surface de charge.

### III. RESULTATS DE SIMULATION:

La figure (1) montre les résultats de simulation de trois essais de cisaillement à contrainte normale constante ( $\sigma_{no} = 31, 56, 122$  kPa) qui ont servi à la détermination des paramètres. On constate que le modèle décrit correctement les aspects de base observés expérimentalement à savoir: la plastification progressive (écrouissage), le pic de cisaillement, le radoucissement, le changement de phase (contractance-dilatance) et éventuellement la stabilisation de  $\tau$  et  $\epsilon_n$  pour les grands déplacements relatifs tangentiels. La figure (2) illustre les résultats de la validation du modèle sur l'essai à déformation normale constante ( $\sigma_{no} = 56$  kPa). On note que la simulation est en bon accord avec l'essai jusqu'à un déplacement relatif tangentiel de 4mm, après cette valeur le modèle surestime légèrement le niveau de contraintes.



**Fig. 1** : Calage du modèle sur des essais de cisaillement à contrainte normale constante (Essais d'après PLYTAS)



**Fig. 2** : Validation du modèle sur l'essai de cisaillement à déformation normale constante (Essai d'après PLYTAS)

Les figures (3) et (4) présentent les résultats de simulation d'un essai de cisaillement cyclique à contrainte normale constante ( $\sigma_{no} = 193$  kPa). Qualitativement le modèle reproduit bien l'écrouissage cyclique. En effet après un cycle de chargement, le niveau de cisaillement augmente mais il est plus



important que celui de l'expérience (figure 3). Au cours des cycles suivants (figure 4), on constate une augmentation progressive de la contrainte de cisaillement. Ceci traduit bien le phénomène d'érouissage cyclique.

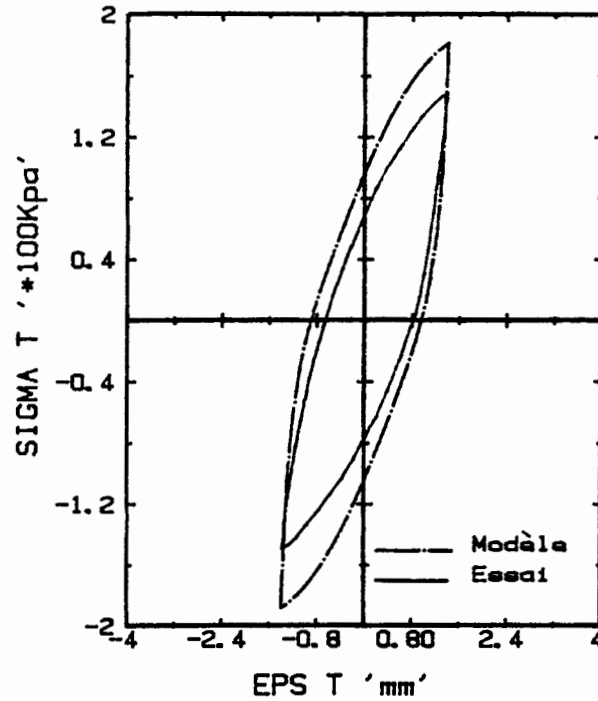
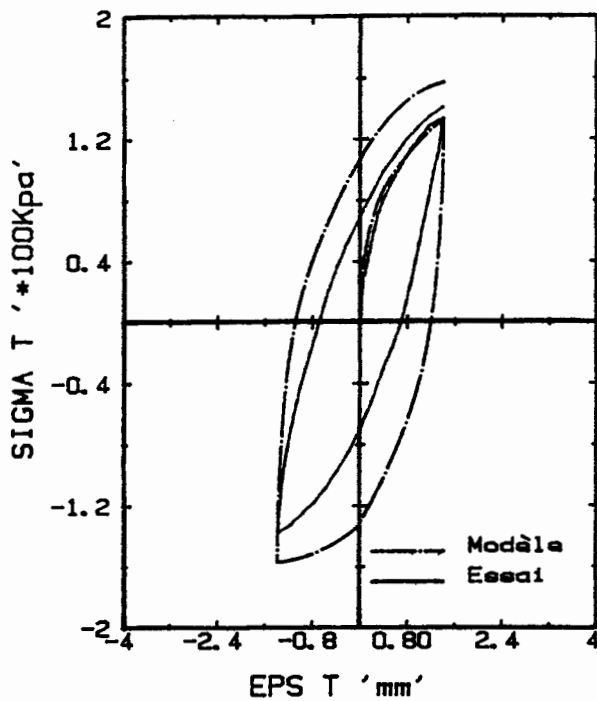


Fig. 3 : Prédiction de l'essai cyclique "N=1"  
(Essai d'après DESAI)

Fig. 4 : Prédiction de l'essai cyclique "N=10"  
(Essai d'après DESAI)

## CONCLUSION:

Un modèle d'interaction sols-structures sous chargements cycliques est présenté. Le modèle est basé sur le concept de la plasticité avec érouissage isotrope et cinématique. Les paramètres du modèle sont déterminés à partir des essais de cisaillement direct sols-structures. Testé sur des essais de cisaillement monotones et cycliques, le modèle a permis de décrire les principaux aspects du comportement de l'interface (la plastification progressive, le radoucissement, la contractance-dilatance et l'érouissage cyclique). Le modèle a été intégré dans le code de calcul par éléments finis (PECPLAS) en vue de sa validation sur ouvrages (pieux soumis à un chargement cyclique).

## REFERENCES:

1. BENCHEIKH B., "Contribution à la modélisation monotone et cyclique du comportement des interfaces Sols Pulvérulents - Structures", Thèse de Doctorat à paraître, Université des Sciences et Techniques de Lille (1991).
2. DESAI C. S., DRUMM E. C. & ZAMAN M. M. , "Cyclic testing and modeling of interface", Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 111, No. 6 (1985).
3. PLYTAS C. , "Contribution à l'étude expérimentale et numérique des interfaces Sols Granulaires - Structures ", Thèse de docteur ingénieur, Université Scientifique et Médicale de Grenoble (1985).
4. SHAHROUR I. et BENCHEIKH B., "Etude comparative des modèles d'interaction Sols - Structures ", Annales de l' I. T. B. T. P. , No. 471 (1989).

# LA RHEOLOGIE DES INTERFACES DANS LES PHENOMENES DE FROTTEMENT

T.G. MATHIA

*Laboratoire de Technologie des Surfaces - C.N.R.S.  
Ecole Centrale de Lyon - 69131 ECULLY*

## I - QUELQUES INTERROGATIONS EN GUISE D'INTRODUCTION

Nous célébrons cette année le 25ème anniversaire de la reconnaissance du terme de tribologie. Ce dernier a été introduit pour la première fois par les anglais et défini par "the English Department of the Oxford University Press" comme "the science and technology of interacting surfaces in relative motion and the practice related thereto". Il y a une relation avec la rhéologie beaucoup plus ancienne.

Une des plus importantes et anciennes contributions rhéologiques à la tribologie est due à Petroff qui a estimé en 1883 que la résistance  $F$  pour déplacer une surface  $A$  à la vitesse  $v$  s'exprime par la relation suivante :  $F = iAv/h$  ou  $h$  correspond à l'épaisseur et  $i$  à la viscosité du film lubrifiant. Les observations expérimentales de Tower en 1885 conduisaient Reynolds l'année suivante à formaliser dans le cadre des hypothèses de la mécanique des fluides visqueux le comportement d'un film lubrifiant mince. L'équation de Reynolds est une équation aux dérivées partielles du second ordre de type elliptique qui n'admet pas, sauf dans quelques cas simples, de solution analytique. Sommerfeld a résolu cette équation en négligeant l'écoulement axial (hypothèse du palier infiniment long) (Cf Fig. 1). Si l'interprétation physique et l'analyse théorique convergent pour des vitesses de rotation élevées, des films épais et des charges faibles, c'est qu'elles correspondent aux régimes de lubrifications classiquement appelés hydro et élasto-hydrodynamiques. Dans le cas de films minces, de charges élevées et de vitesses faibles, communément nommé, régime limite, de nombreuses questions fondamentales se posent.

*La transition entre les deux régimes ne serait-elle pas liée à la frontière qui sépare la rhéologie de volume de celle de surface ?*

Lorsque le "lubrifiant" s'amincit ou lorsqu'il est complètement absent de l'interface la question du contact entre les surfaces se pose alors. Estimons, comme il est coutume de le faire, le mode de déformation des surfaces solides en contact à partir de considérations topographiques et rhéologiques.

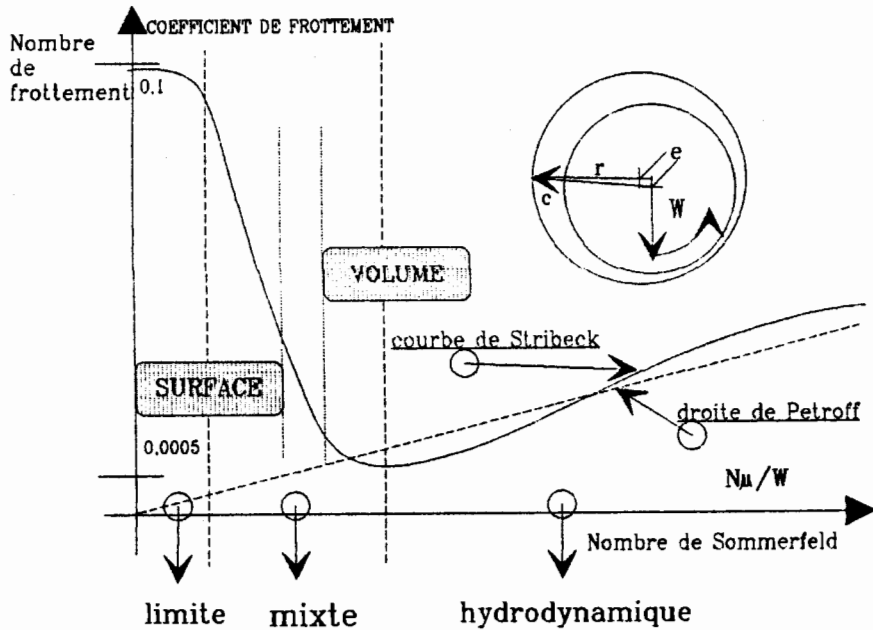


Fig. 1 - Illustration schématique des différents régimes tribologiques d'un palier lisse.

Dans certains cas lorsque la topographie des surfaces est caractérisée par l'écart type de la distribution  $\sigma$  de la hauteur du profil composé des surfaces et le rayon de courbure moyen des aspérités du profil composé  $\beta$  et en se limitant aux propriétés rhéologiques tels que le module d'Young  $E^*$  et la dureté du corps le moins dur  $H$ , les indices délimitant le comportement essentiellement élastique du comportement plastique ont été introduits. Un des premiers indices proposés  $\psi = (E^*/H) / (\sigma/\beta)$  [1] détermine assez fidèlement la frontière entre les comportements élastique et plastique (Cf Fig. 2).

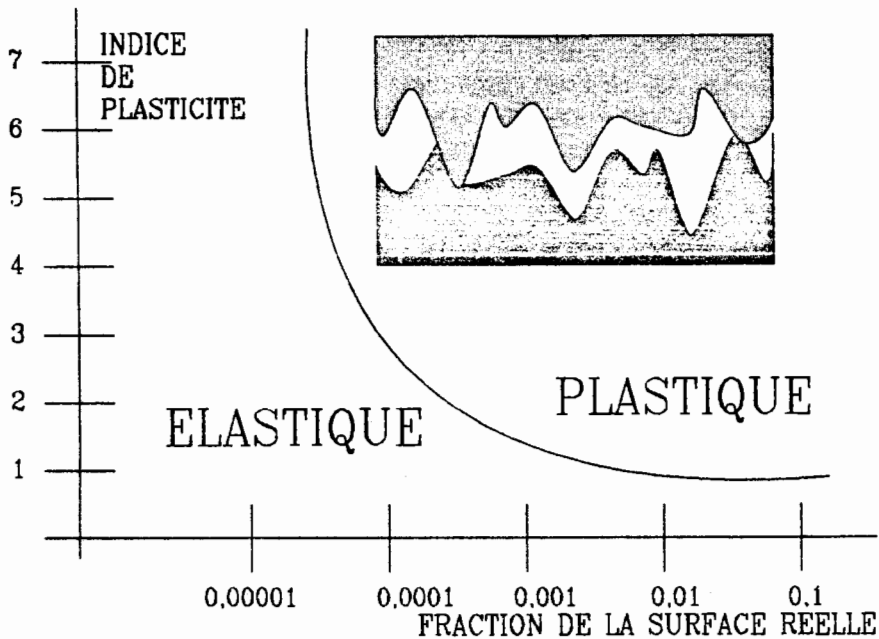


Fig. 2 - Limite entre les domaines de comportements élastique et plastique des surfaces rugueuses.

Les aspérités en contact s'attirent, se repoussent et la contribution relative est déterminée par un autre indice celui de l'adhésion  $\theta = (E\sigma^{3/2} \beta^{1/2}) / (\beta \Delta \gamma_{SS})$  où  $\gamma_{SS}$  exprime l'énergie de surface [2]. Cette même énergie de surface peut s'intégrer dans l'expression de la dureté  $H = dL/dS$  où  $dL = (L_{ep} + \Delta \gamma_{SS}) dS$  constitue le travail de déformation consommé pour créer la surface  $dS$  et  $L_{ep}$  le travail de déformation élastoplastique.

*Peut-on lier ces transitions à la frontière qui sépare la rhéologie de volume de celle de surface ?*

## II - POURQUOI PAS UNE INTERROGATION DE PLUS EN GUISE DE CONCLUSION ?

Lorsque la couche du lubrifiant devient de plus en plus mince, voire monomoléculaire, les propriétés physico-chimiques des surfaces déterminent la performance tribologique (coefficient de frottement, résistance à l'usure, ...etc) de façon aussi importante que le comportement rhéologique du volume du lubrifiant.

Une simple analyse de l'évolution du coefficient du frottement (en absence d'usure) en fonction de la structure moléculaire de la monocouche offre un sujet de réflexion aux rhéologues, tribologues et physico-chimistes (Cf Fig. 3).

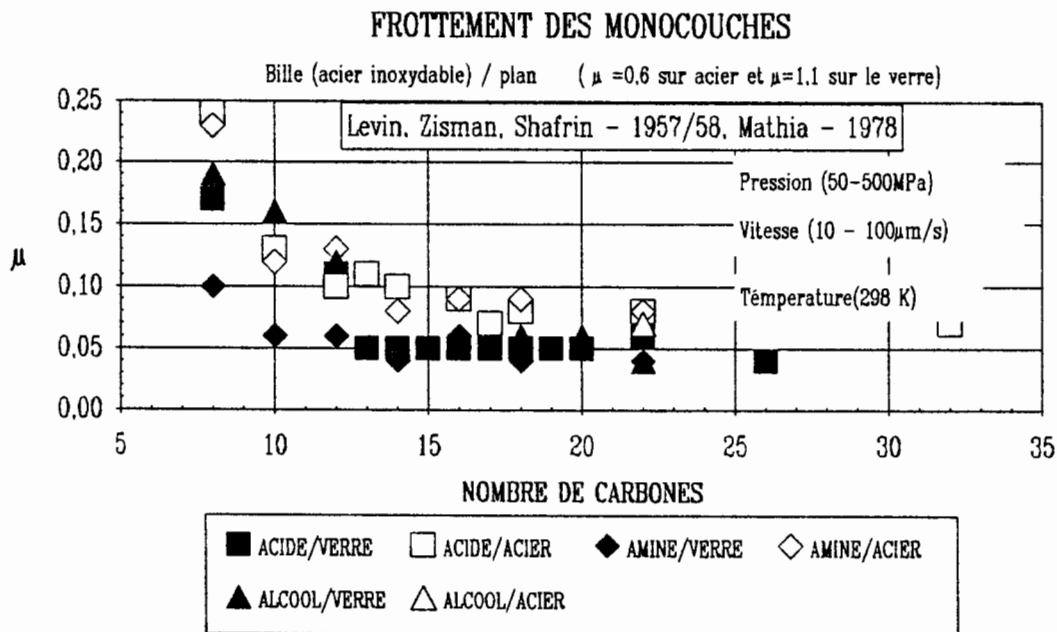


Fig. 3 - Lubrification monomoléculaire en régime limite [3, 4]

Il s'agit là de la mécanique physico-chimique car elle opère avec les termes propres à la mécanique, tels que l'énergie de surface, contrainte de cisaillement, élasticité, etc, mais l'origine de ces caractéristiques se trouve dans la physico-chimie.

## REFERENCES

- 1 - GREENWOOD J.A., WILLIAMSON J.B.P.  
Proc. R. Soc. London, Ser.A, 295, pp 300-321 (1966)
- 2 - FULLER F.N.G., TABOR D.  
Proc. R. Soc. London, Ser.A, 345, pp 327-345 (1975)
- 3 - MATHIA T.G.  
"Etude d'une interface de glissement en lubrification monomoléculaire"  
Thèse d'Etat 1978 Université Claude Bernard Lyon
- 4 - LEVIN O., ZISMAN A.J.  
J. Phys. Chem., 61, pp 1068-1077 (1957)
- 5 - COTTINGTON R.L., SHAFRIN E.G., ZISMAN W.A.  
J. Phys. Chem., 62, pp 513-518 (1958)

# PHENOMENES DE GLISSEMENTS PARTIELS ET DE FROTTEMENT DANS UN CONTACT NON LUBRIFIE.

T.ZEGHLOUL & B.VILLECHAISE

Laboratoire de Mécanique des Solides, Université de Poitiers  
40, avenue du Recteur Pineau - 86022 Poitiers Cedex

## I. INTRODUCTION

Nous présentons ici une étude théorique des phénomènes de glissements se produisant à l'interface de deux corps solides. Si les interactions entre deux solides projetées sur la direction normale à la surface sont des conditions de non interpénétration et de non adhésion normale qui répondent incontestablement à une réalité physique, il n'en va pas de même pour les conditions de liaisons dans le plan tangent. Usuellement la loi de frottement de Coulomb est utilisée bien qu'elle ne soit pas physiquement établie.

L'expérience réalisée par R.Progri [1] puis reprise par M.Mouwakeh [2] a montré comment le glissement apparaît dans un contact établi entre la base plane d'un parallélépipède rectangle constitué d'un matériau élastique très déformable et une contreface rigide plane. Les deux corps sont pressés l'un contre l'autre par une force ensuite maintenue constante, puis la contreface est décalée horizontalement vers la droite (fig. 1) jusqu'au glissement global de l'interface. Un glissement partiel du contact apparaît tout d'abord à l'extrémité droite du contact puis s'étend progressivement vers la gauche.

Des modélisations de ce contact, utilisant la loi de Coulomb ont été proposées notamment par M.Raous [3] et B.Deshouillieres [4]. Les résultats obtenus correspondent aux mesures expérimentales pour les situations où tous le contact est adhérent et pour la détermination des zones de décollement. Par contre ces modélisations font apparaître une zone initiale de glissements située dans la moitié gauche du contact.

Il nous a semblé difficile de juger de la pertinence qu'il y a à utiliser la loi de Coulomb pour ce type de problème sur ce simple désaccord partiel entre expérience et modélisation. Aussi, l'objectif de notre étude est une analyse plus exhaustive du glissement découlant de l'usage de loi de Coulomb pour ce type de contact. Nous avons étudié plus particulièrement comment la position du premier glissement partiel à l'interface dépend de la valeur du coefficient de frottement et du rapport Hauteur/Largeur de l'éprouvette.

## II. MODELISATION ET FORMULATION THEORIQUE

La modélisation proposée est semi-analytique et permet de calculer les distributions des champs de contraintes et de déplacements et de localiser les différentes zones d'adhérences, de glissements et d'ouverture. Le contact est

contact unilatéral avec frottement. L'algorithme de résolution utilisé résulte des travaux de J.J.Kalker[5] et de A.Carneiro[6].

L'expression des champs de contraintes et de déplacements, le long de l'interface résulte de la superposition de deux champs. Un champ qualifié de "milieu continu", déterminé par la méthode des éléments finis, qui décrit une situation d'adhérence complète le long de l'interface et un champ "fissure interfaciale" qui prend en considération, à partir de distributions continues de dislocations, les discontinuités des champs de déplacements associées aux zones de glissements et/ou d'ouverture.

Le maillage est convergent d'une part vers la ligne de contact, et d'autre part vers les extrémités du contact. Les éléments utilisés sont des éléments isoparamétriques à huit noeuds (fig 1). Nous avons défini deux chargements élémentaires. Le chargement normal est associé à un déplacement unitaire vertical  $U_{imp}$  de la face supérieure de l'éprouvette et le chargement tangentiel est associé à un déplacement unitaire horizontal  $V_{imp}$  orienté vers la gauche de cette même face. Par superposition linéaire de ces situations de base, on obtient le chargement oblique de la contreface.

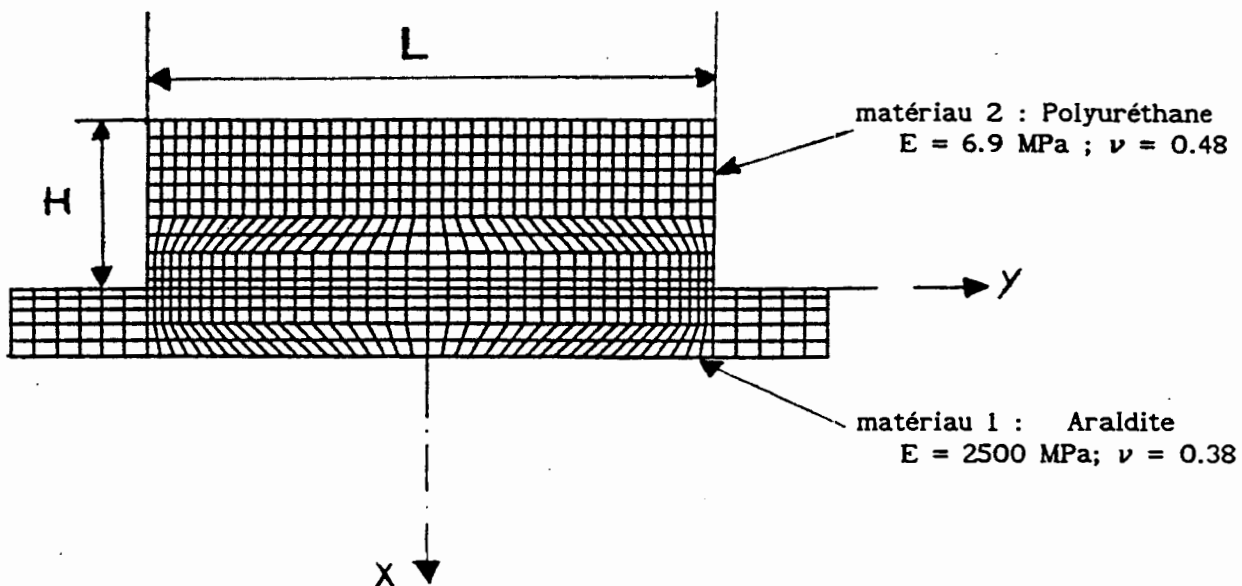


fig.1 : Maillage de la structure et propriétés des matériaux

Les contraintes "milieu continu" sont connues aux points de Gauss. Une interpolation effectuée de part et d'autre de la ligne de contact donne les contraintes à l'interface. Les contraintes et les déplacements "fissure interfaciale" s'écrivent [7] à partir des distributions de dislocations.

La formulation du problème de contact unilatéral avec frottement s'écrit à l'aide des équations et inéquations habituelles [5]. Le problème global est scindé en deux problèmes partiels:

- le problème normal ou d'ouverture qui détermine si un point est fermé ou ouvert.
- le problème tangentiel qui détermine si un point fermé est adhérent ou glissant.

La solution du problème global s'obtient en résolvant le système construit sur les conditions exprimées sous forme d'égalités puis par changement de statut des points de l'interface si les inégalités relatives à leur statut présumé sont violées.

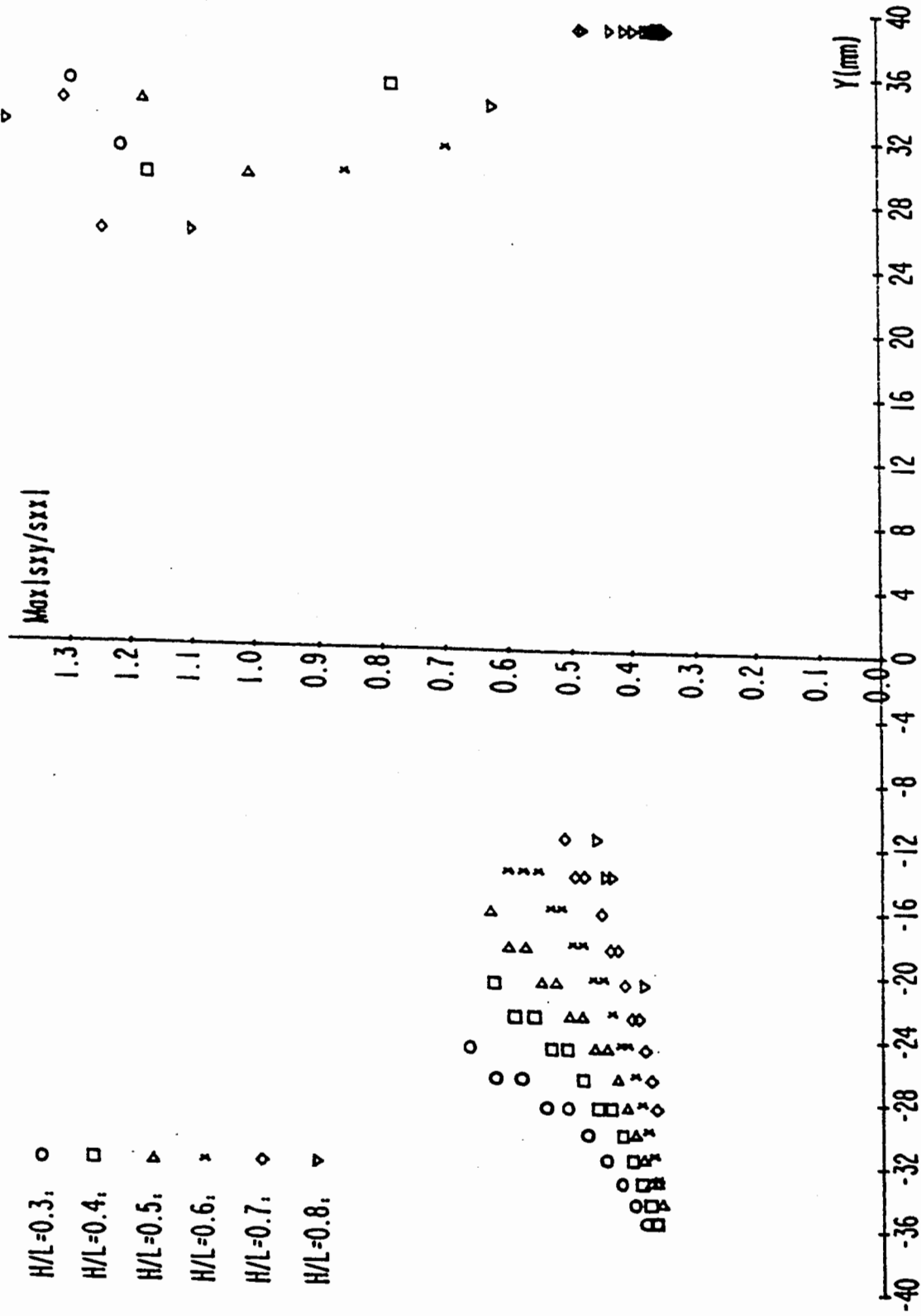


Fig. 2: Localisation du glissement initial pour  $\neq$  rapport  $H/L$   
 Valeur de  $|\sigma_{xy}/\sigma_{xx}|$  maxi en fonction de la position où cette valeur est atteinte



### III. RESULTATS ET DISCUSSION

Ici nous cherchions à localiser le premier point glissant. Les situations à décrire, précédant ce premier glissement, sont donc des situations de contact adhérent ou d'ouverture. Nous avons obtenu, pour différentes proportions H/L de l'éprouvette, cet état adhérent en imposant un coefficient de frottement élevé ( $f = 50$ ). Chaque point représenté dans la figure 2, correspond à une situation obtenue pour une valeur de H/L et un décalage de la contreface. Les coordonnées sont la localisation du maximum du rapport  $|\sigma_{xy} / \sigma_{xx}|$  portée en abscisse et la valeur de ce rapport portée en ordonnée. Pour trouver la position du glissement initial lorsque le coefficient de frottement est  $f$ , il suffit de repérer sur la courbe associée à la proportion H/L de l'éprouvette le point d'ordonnée  $f$ .

Pour chaque proportion d'éprouvette les points sont regroupés suivant deux zones: une zone localisée vers l'extrémité droite et l'autre située dans la moitié gauche du contact. On retrouve respectivement les localisations observées expérimentalement [1] et [2] et numériquement [3] et [4]. Le passage d'une zone à l'autre se produit parfois pour de faibles variations d'ordonnées, on comprend donc pourquoi la modélisation de ce type de contact peut être délicate car les résultats dépendent de façon discontinue par exemple du coefficient de frottement qui n'est pas en général connu très précisément.

Cette analyse montre que pour des valeurs de paramètres bien choisies les désaccords, sur la position du glissement initial, entre l'expérience et les modélisations avec la loi de Coulomb peuvent disparaître. La localisation de ce point est importante car elle conditionne en grande partie l'évolution du comportement de l'interface jusqu'au glissement global. Cette étude est prolongée par une analyse théorique des glissements partiels. Une nouvelle analyse expérimentale portant notamment sur l'influence de H/L et de  $f$  est évidemment incontournable.

### REFERENCES

1. R.PROGRI: "Contribution à l'étude théorique et expérimentale des conditions aux limites d'un contact sec avec frottement.", thèse de doctorat d'état ès Sciences Physiques, Univ. P. et M.Curie, Paris 6, 1984.
2. M.MOUWAKEH: "Etude quantitative des phénomènes de glissements dans un contact sec à deux corps par comparaison avec la propagation d'une fissure interfaciale", thèse de doctorat, INSA de Lyon 1989.
3. M.RAOUS, P.CHABRAND et F.LEBON: "Numerical methods for frictional contact problems and applications", *J. Méca. Théo. Appl.*, Special issue, supplement n°1 to Vol. 7 (1988), p. 111-128.
4. B.DESHOULLIERES: "Contact avec frottement sec entre deux solides. Résolution pour la loi de frottement de Coulomb par la méthode des intégrales de frontière.", thèse de doctorat, Univ de Poitiers 1990.
5. J.J.KALKER: "Contact mechanical algorithms", *Appl. Num. Meth.*, Vol.4 (1988), p.25-32
6. A.CARNEIRO: "Résolution du contact élastique entre deux corps rugueux.", thèse de doctorat, INSA de Lyon 1987.
7. J.DUNDURS, T.MURA: "Interaction between an edge dislocation and a circular inclusion.", *J. Mech. Phys. Solids*, 1964, Vol. 12, p. 177-189.

# USURE PAR CHOC ET FROTTEMENT : ANALYSE ET MODELISATION

S. ZAGHDOUDI - R.J. GIBERT

Département de Mécanique et de Technologie  
C.E.A. - SACLAY - 91191 GIF-SUR-YVETTE CEDEX - France

## I - SITUATION DU PROBLEME

Certains composants nucléaires sont formés de structures tubulaires multi-supportées qui sont soumises aux vibrations produites par l'écoulement du fluide caloporteur. Les points de contact entre les tubes et leurs supports sont des lieux privilégiés pour que des phénomènes d'usure et de fatigue se manifestent. Lorsque le contact entre un tube et son support est permanent, l'usure par petits débattements (fretting wear) peut avoir lieu. Ce phénomène d'usure est l'objet de recherches, d'essais et de prédiction [1 à 5]. Par contre, l'existence de jeux dans certaines conceptions peut conduire à de fortes interactions non-linéaires du fait des chocs et du frottement. L'usure induite peut alors être beaucoup plus importante et entraîner la perforation de la paroi du tube, d'où le risque de contamination du fluide et la limitation de la durée d'exploitation des composants.

D'une façon générale, le problème d'usure est complexe car il fait intervenir à la fois l'aspect mécanique, l'aspect métallurgique et enfin l'interaction entre les surfaces. Or pour prédire cette usure, l'ingénieur dispose actuellement de formulations simples telle la loi empirique d'ARCHARD qui postule que le volume usé est proportionnel à la force normale de contact et à la longueur de glissement des surfaces en contact [6]. Cette loi représente assez bien les observations dans le cas du frottement continu, mais elle est peu efficace dans le cas de l'impact-glissement.

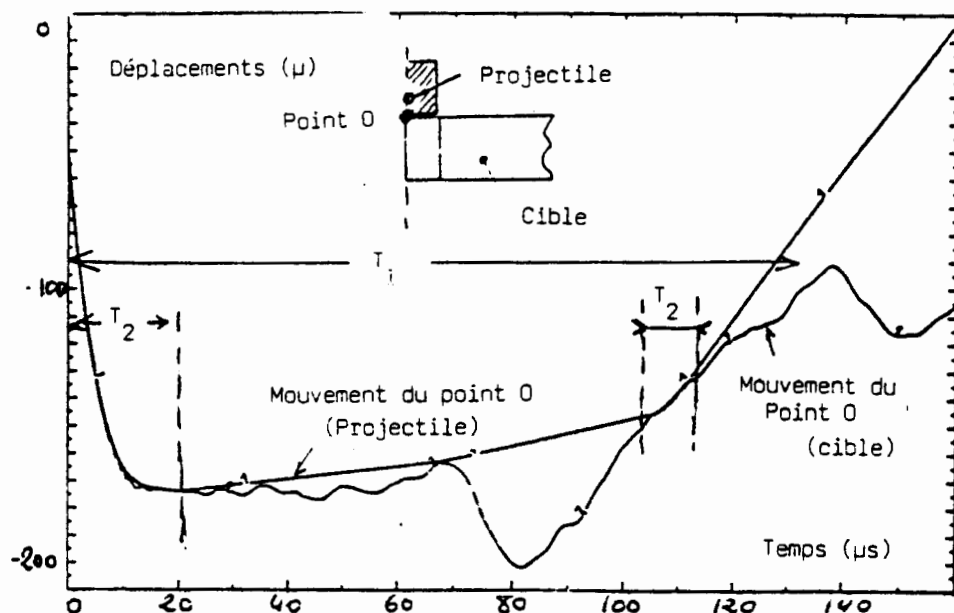
Ce dernier phénomène est en fait très complexe du point de vue mécanique puisqu'il fait intervenir des effets transitoires tridimensionnels et non-linéaires (géométrie et matériaux). De plus, la prédiction de l'usure résultante nécessite une théorie élaborée de l'endommagement. Il existe un modèle empirique formulé par ENGEL [7] qui distingue deux phases dans la vie d'une pièce : avant et après usure ; son domaine d'application est limité au cas élastique.

## II - ETUDE NUMERIQUE

Pour aller au-delà des lois simples d'usure, il nous a donc paru indispensable de maîtriser le problème local de l'impact-frottement à l'aide de simulations numériques.

Cette étude est effectuée à l'aide du programme de calcul "PLEXUS" (\*). Elle prédit la signature du choc (notamment les temps caractéristiques et la force de choc) donne la distribution des contraintes dans les premiers corps (comparaison avec la théorie du contact de HERTZ) [8] et ceci en fonction des paramètres principaux à savoir l'incidence, la géométrie, les matériaux et la flexibilité.

A titre d'exemple, la figure ci-dessous montre l'évolution du déplacement d'un projectile cylindrique et d'une cible constituée d'une plaque circulaire épaisse, en fonction du temps. On voit apparaître deux temps de choc caractéristiques: un temps global  $T_2$  lié à la flexion de la cible lié aux effets d'interaction locaux, pendant lequel ont lieu plusieurs impacts de durée  $T_2$  ( $T_2 \ll T_1$ ) caractéristique des effets locaux.



### III - ETUDE EXPERIMENTALE

Cette étude a pour but, d'une part de valider les résultats numériques concernant la signature du choc et de suivre son évolution au cours du temps et d'autre part de suivre l'évolution de la dégradation au cours du temps et ceci en fonction des principaux paramètres cités ci-dessus.

A cette fin, nous avons conçu une machine d'essai en air dont le principe est simple : il s'agit "d'impacter" une cible flexible (tube - plaque mince) ou non (massif) animée d'un mouvement tangentiel par un "projectile" à tête sphérique ou plane guidé verticalement. Les mouvements normal et tangentiel sont découplés et sont assurés par des excitateurs de type "PRODERA 200 N".

L'instrumentation comporte :

- une cellule de charge de type "KISTLER"
- trois capteurs de déplacement de type "KAMAN"
- deux accéléromètres
- des jauges de déformation.

La figure (1) montre le plan d'ensemble de la machine ainsi que le détail des lames constituant le système de guidage du "projectile". La chaîne de mesure comporte actuellement un oscilloscope "GOULD" et un analyseur de spectre.

L'analyse de la dégradation est réalisée à l'aide de relevés profilométriques (PERTHEN) avant et après essai et par des observations au microscope électronique à balayage (MEB).

La figure (2) montre un exemple d'enregistrement du signal de force et la déformée au milieu d'un tube (l'existence de 2 temps caractéristiques y est bien visible) ; la figure (3) montre une vue au microscope de la tache d'usure.

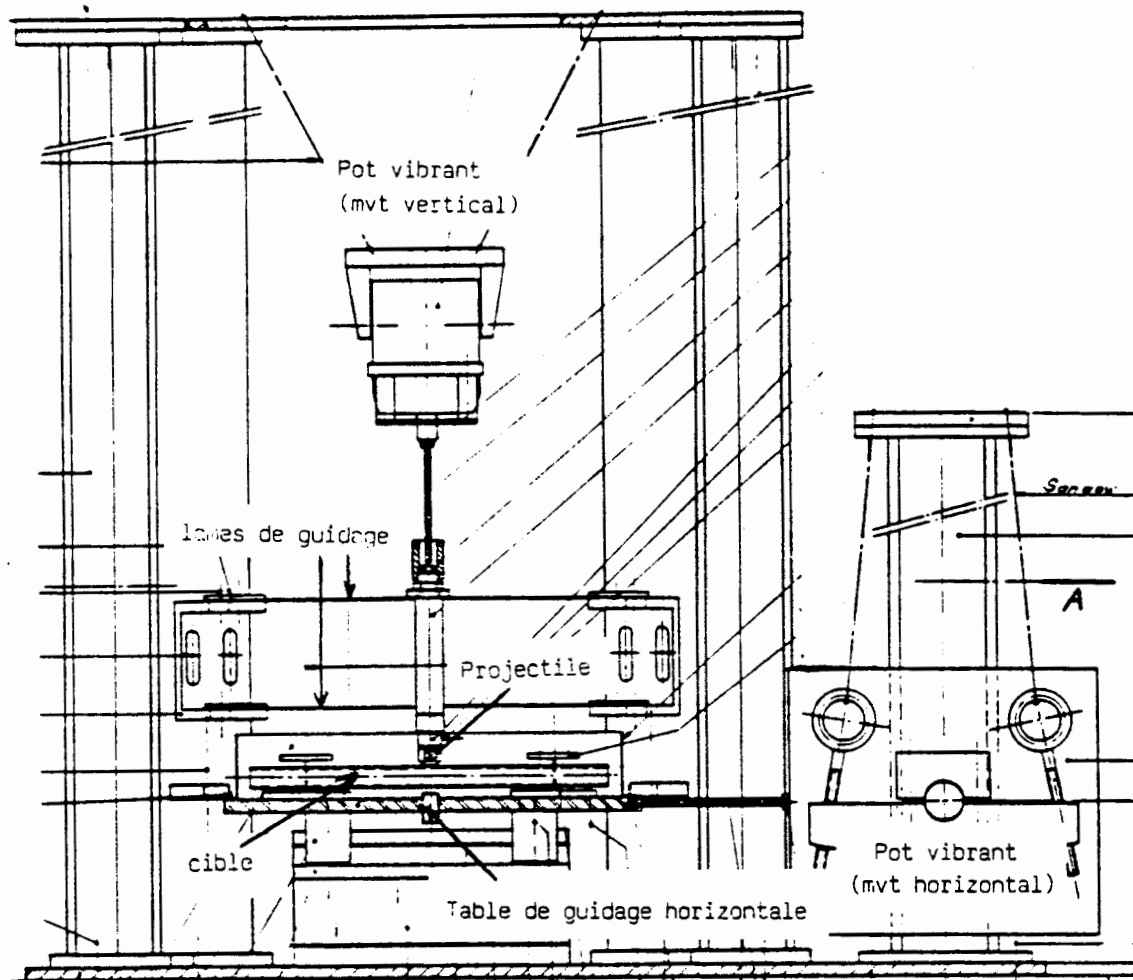


Fig. 1 : Vue d'ensemble du montage

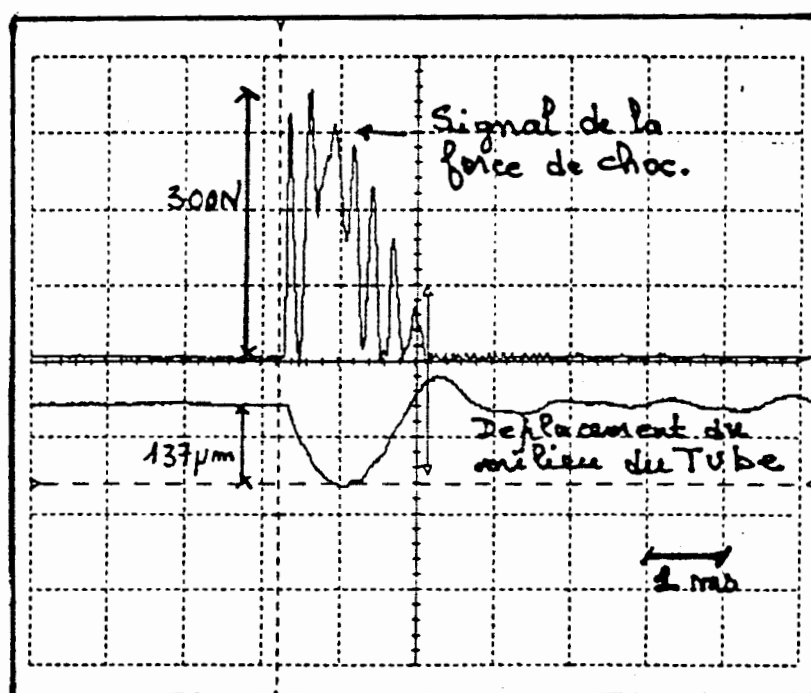
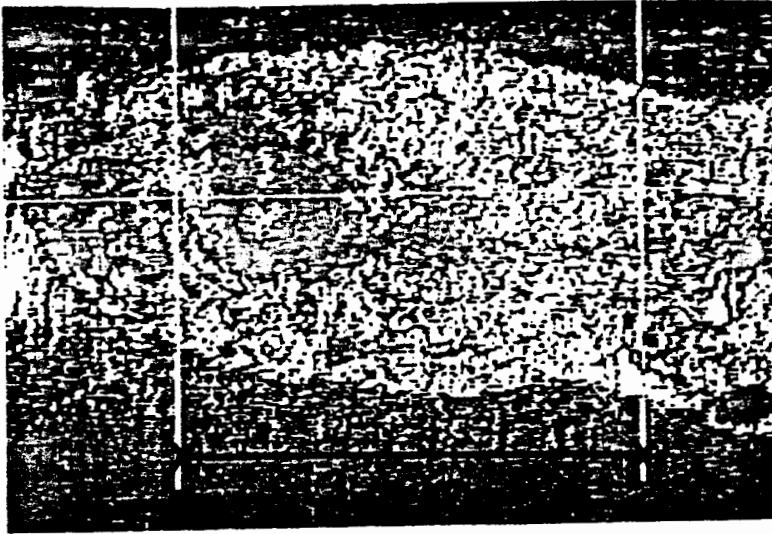


Fig. 2 : Signature du choc sur un tube



**Fig.3** : Tache d'usure observée au microscope.

## REFERENCES

### 1. KO :

"Experimental Studies of Tube fretting in Steam Generators and Heat Exchangers", Journal of Pressure Vessel technology  
Vol. 101, pp 125-133, 1979.

### 2. BLEVINS :

"Vibration - induced Wear of Heat Exchanger Tubes",  
Journal of Engineering Materials and Technology,  
Vol 107, pp 61-67, 1985.

### 3. GIBERT, DESSAUX et AXISA :

"Experimental Study Tube/Support Impact Forces in Multi-Span PWR Steam Generator Tubes",  
ASME Symposium on flow-induced Vibrations, Vol 3, pp 139-149, 1984.

4. **GODET** : "The third Body Approach : a mechanical View of Wear", WEAR, Vol 100, pp 437-452, 1984.

5. **COLOMBIE** : "Usure induite par petits débattements -Identification des phénomènes", Thèse présentée à l'E.C./LYON, n° ECL 86-11.

6. **ARCHARD** : "Contact and rubbing of flat Surfaces", Journal of applied Physics, Vol 24, 1953.

7. **ENGEL** : "Impact wear of Materials", ELSEVIER, 1987.

8. **JOHNSON** : "Contact Mechanics", CAMBRIDGE University Press, 1985.

---

(\*) : "PLEXUS" est un module de calcul développé au Département de Mécanique et de Technologie, au Centre d'Etudes de SACLAY. Il est basé sur une discrétisation par éléments finis et une méthode de résolution temporelle explicite qui le rend particulièrement bien adapté aux problèmes de dynamique rapide.

EXTENSION A LA MAGNETOHYDRODYNAMIQUE  
DES EQUATIONS DE BILAN A UNE INTERFACE FLUIDE-FLUIDE

SOUBBARAMAYER

Département des Procédés d'Enrichissement  
CEN/SACLAY, 91191 GIF-SUR-YVETTE CEDEX

## I. INTRODUCTION

Les équations de bilan à une interface fluide-fluide (voir [1] et sa bibliographie) sont bien étudiées dans le cas où les deux fluides hétérogènes adjacents à l'interface sont électriquement non conducteurs et où le milieu n'est pas soumis à un champ électromagnétique. Le but de la présente note est d'étendre ces équations à la MHD, abréviation habituelle de MAGNETOHYDRO-DYNAMIQUE (voir le traité de H. Cabannes [2] pour les aspects de mécanique de la MHD). Nous nous limitons au cas où les écoulements de part et d'autre de l'interface sont tous les deux du type MHD.

Ces équations ont un intérêt non seulement théorique mais aussi appliqué : un exemple d'application industrielle est la modélisation du procédé de soudure à l'arc [3], qui fait l'objet de recherches d'actualité dans le cadre de Science et Technologie des Matériaux. La Fig. 1 donne le schéma de ce procédé : l'interface sépare un plasma d'argon créé par arc et un métal liquide conducteur électrique et l'on a bien deux écoulements MHD hétérogènes.

## II. MODELE MHD : FORME INTEGRALE CONSERVATIVE

Le modèle MHD est composé des équations de la dynamique (conservation de quantité de mouvement, de masse et d'énergie), des équations de Maxwell de l'électromagnétisme, de la loi d'Ohm et d'une loi d'état thermodynamique. Pour l'établissement des équations à l'interface, on a besoin de mettre les équations MHD sous forme intégrale conservative du type

$$\frac{d}{dt} \int \int \int_{(w)} A \, d\tau + \int \int_{(s)} T \cdot n \, ds = 0 \quad (1)$$

Dans (1),  $d/dt$  est la dérivée hydrodynamique,  $(w)$  un volume de contrôle limité par la surface  $(s)$ ,  $A$  un vecteur,  $T$  un tenseur,  $n$  le vecteur unitaire normal à la surface  $(s)$  orienté vers l'extérieur. Reprenons les équations de la dynamique écrites dans [2] sous forme intégrale :

$$\frac{d}{dt} \int \int \int_{(w)} \rho \, d\tau = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \int \int \int_{(w)} \rho \, V \, d\tau = \int \int \int_{(w)} J \times B \, d\tau + \int \int_{(s)} T \cdot n \, ds \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \int \int \int_{(w)} \rho \left( \varepsilon_i + \frac{V^2}{2} \right) d\tau = \int \int \int_{(w)} E \cdot J \, d\tau + \int \int_{(s)} (T \cdot n) \cdot V \, ds - \int \int_{(s)} \theta \cdot n \, ds \quad (4)$$

Dans le système précédent,  $\rho$  est la masse spécifique,  $V$  le vecteur vitesse du fluide,  $J$  le courant électrique,  $B$  le champ magnétique,  $T$  le tenseur des contraintes (pression et contrainte visqueuse),  $\varepsilon_i$  l'énergie interne spécifique,  $E$  le champ électrique et  $\theta$  le flux de chaleur. Les grandeurs électromagnétiques  $J$ ,  $B$ ,  $E$  obéissent aux équations de Maxwell écrites ci-dessous en UEM comme dans [4] :

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \times E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla \times B = 4\pi(J + J_D) \quad (7)$$

$$\nabla \cdot E = 4\pi c^2 q \quad (8)$$

Dans (7), le courant de déplacement  $J_D = (1/4\pi c^2) \partial E / \partial t$  est négligeable dans la plupart des cas pratiques. Dans (8),  $q$  désigne la densité de charge électrique : en général,  $q$  est inconnue et c'est l'équation (8) qui permet sa détermination. Le système précédent est complété par la loi d'OHM

$$J = \sigma(E + V \times B) \quad (9)$$

Les équations (3) et (4) se ramènent à la forme (1) en transformant en intégrales de surface les intégrales volumiques

$$\int \int \int_{(w)} J \times B \, d\tau \quad \text{et} \quad \int \int \int_{(w)} E \cdot J \, d\tau \quad (10)$$

La transformation de la première est faite dans [2] et donne

$$\int \int \int_{(w)} J \times B \, d\tau = \int \int_{(s)} T_B \cdot n \, ds \quad (11)$$

$$T_B = (1/4\pi)(B, B) - (B^2/8\pi)U \quad (12)$$

Dans (12), le dyadique  $(B, B)$  est la contrainte de Maxwell,  $U$  le tenseur unité et  $B^2/8\pi$  la pression magnétique. Quant à la deuxième intégrale de (10), nous suivrons une méthode différente de [2] et nous appliquerons le théorème de Poynting [5]

$$E \cdot J = - \nabla \cdot P_G - \frac{\partial \varepsilon_m}{\partial t} \quad (13)$$

où  $P_G$  est le vecteur de Poynting et  $\epsilon_m$  l'énergie du champ électromagnétique

$$P_G = (1/4\pi)E \times B \quad \epsilon_m = \frac{B^2}{8\pi} + \frac{E^2}{8\pi c^2} \quad (14)$$

D'où la transformation

$$\iiint_{(w)} E \cdot J \, d\tau = - \iint_{(s)} P_G \cdot n \, ds - \frac{d}{dt} \iiint_{(w)} \epsilon_m \, d\tau + \iint_{(s)} \epsilon_m V \cdot n \, ds \quad (15)$$

Les équations (11), (12), (14) et (15) transforment les équations (3) et (4) sous forme intégrale conservative (dans le cas T symétrique) :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{(w)} \rho \, V \, d\tau = \iint_{(s)} (T_B + T) \cdot n \, ds \quad (16)$$

$$\frac{d}{dt} \iiint_{(w)} \rho (\epsilon_i + V^2/2 + \epsilon_m) \, d\tau = \iint_{(s)} (-P_G + \epsilon_m V + T \cdot V - \theta) \cdot n \, ds \quad (17)$$

Passons maintenant aux équations de Maxwell. L'équation (5) donne facilement :

$$\iiint_{(w)} \nabla \cdot B \, d\tau = \iint_{(s)} B \cdot n \, ds \quad (18)$$

L'équation (6) se transforme après quelques calculs en

$$\frac{d}{dt} \iiint_{(w)} B \, d\tau + \iint_{(s)} (T_E - (B, V)) \cdot n \, ds = 0 \quad (19)$$

où  $T_E$  est le tenseur antisymétrique suivant :

$$T_E = \begin{vmatrix} 0 & E_z & -E_y \\ -E_z & 0 & E_x \\ E_y & -E_x & 0 \end{vmatrix}$$

Finalement, de l'équation (7) on déduit

$$\nabla \cdot (J_D + J) = 0$$

ce qui donne

$$\iint_{(s)} (J + J_D) \cdot n \, ds = 0 \quad (20)$$

### III. RESULTATS

Nous utiliserons les équations (2), (16), (17), (18), (19) et (20) pour établir les équations de bilan à l'interface. Nous nous limitons au cas où la seule propriété matérielle de l'interface est la tension superficielle  $\gamma$ . Un calcul analogue à [6] conduit aux résultats recherchés (avec les notations



pour vitesse de l'interface et les crochets [ ] pour le saut d'une quantité à travers l'interface :

$$[\rho(V - V_i)] \cdot n = 0$$

$$[(\rho V, V - V_i) - T_B - T] \cdot n = (U - (n, n)) \cdot \nabla \gamma - \gamma \nabla \cdot n$$

$$[\rho(\varepsilon_i + \varepsilon_m + V^2/2)(V - V_i) + P_G - \varepsilon_m V - T \cdot V + \theta] \cdot n = 0$$

$$[B] \cdot n = 0$$

$$[(B, V - V_i) + T_E - (B, V)] \cdot n = 0$$

$$[J + J_p] \cdot n = 0$$

Une application numérique relative à un exemple de soudure à l'arc sera présentée.

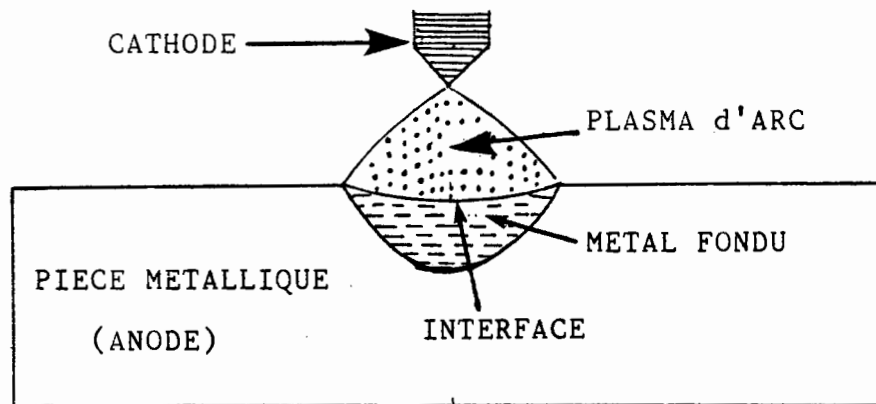


Fig. 1 : Schéma du procédé de soudure à l'arc

#### REFERENCES

1. GATIGNOL R. and SEPPECHER P. : "Modelisation of fluid-fluid interfaces with material properties", *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée*, numéro spécial, pp. 225-247 (1986).
2. CABANNES H. : "Theoretical magnetofluidynamics", Academic Press (1970).
3. CHOO R.T.C., SZEKELY J. and WESTHOFF R.C., "Modeling of high current arcs with emphasis on free surface phenomena in the weld pool", *J. of Welding*, n° 9, pp. 346-361 (1990).
4. SPITZER L., "Physique des gaz complètement ionisés", Dunod (1959).
5. TONNELAT M.A., "Les principes de la théorie électromagnétique et de la relativité", Masson (1959).
6. BARRERE M. et PRUD'HOMME R., "Equations fondamentales de l'aérothermo-chimie", Masson (1973).

# Détermination des contraintes de fracturation spontanée de couches minces

GUINET A \* ; SURRY C \*\*

\* Laboratoire de Technologie des Surfaces, E.C.L.  
36, av. Guy de Collongue B.P 163 69131 Ecully Cédex

\*\* E.N.I.S.E.

48, rue Jean Parot 42023 Saint Etienne Cédex

## I INTRODUCTION

L'état d'une couche mince et en particulier sa fracturation et son décollement sont régis par ses propriétés rhéologiques et géométriques. Une méthode de calculs permettant de déterminer l'énergie surfacique dans des couches minces collées sur un substrat rigide est présentée. Dans le cas de films minces élastiques isotropes, il existe des mécanismes de fracturation fragiles lorsqu'ils sont soumis à des contraintes longitudinales qui sont de deux types :

- Un premier mode transversal similaire au mode d'écaillage avec une cinématique de déplacement longitudinal, Fig (1)

- Un deuxième mode longitudinal se rapprochant d'un mode de pelage correspondant à une cinématique de déplacement transversal, Fig (2).

Dans les deux cas, l'énergie potentielle du système est calculée en fonction des paramètres géométriques et rhéologiques du film. L'énergie surfacique s'en déduit et des résultats sont présentés en faisant apparaître divers paramètres caractéristiques du matériau.

## II DEFINITION DE MODE DE FRACTURATION

### Schématisation en deux dimensions

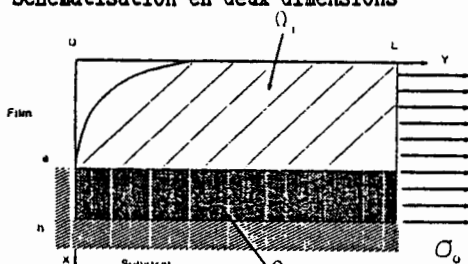


Fig 1 : Séparation

### Notations utilisées

L : Longueur de la poutre étudiée  
h : Hauteur de la poutre étudiée  
e : Epaisseur de la poutre étudiée  
a : Longueur de la fissure  
S : Surface de la fissure ( $S = a.e$ )  
 $\sigma$  : Champ de contrainte uniforme

K : Module d'élasticité  
 $\mu$  : Module élastique de cisaillement  
 $\Omega_1$  : Champ de déplacement 1  
 $\Omega_2$  : Champ de déplacement 2  
 $\Omega_3$  : Champ de déplacement 3  
 $\Omega_4$  : Champ de déplacement 4

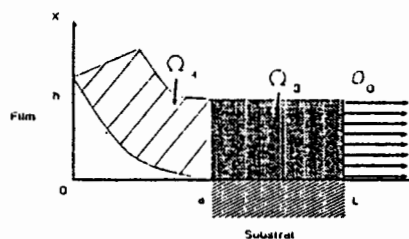


Fig 2 : Décollement

## Cinématique de déplacements

### Cas 1 - (Fracturation transversale)

Pour le champs  $\Omega_1$  on prend :

$$\text{suivant l'axe des X, } u_1 = 0 \quad (1)$$

$$\text{suivant l'axe des Y, } u_2 = \alpha_1 (x-a) + \alpha_2 y + \alpha_3 x y \quad (2)$$

Pour le champs  $\Omega_2$  on prend :

$$\text{suivant l'axe des X, } u_1 = 0 \quad (3)$$

$$\text{suivant l'axe des Y, } u_2 = \alpha_2 y + \alpha_3 xy \quad (4)$$

### Cas 2 - (Fracturation longitudinale)

Pour le champ  $\Omega_3$ , ( $a < y < L$ ), on prend :

$$\text{suivant l'axe des X, } u_1 = 0 \quad (5)$$

$$\text{suivant l'axe des Y, } u_2 = \alpha_1 x + \alpha_2 x y \quad (6)$$

Pour le champ  $\Omega_4$ , ( $0 < y < a$ ), on prend :

$$\text{suivant l'axe des X, } u_1 = 0.5 \alpha_3 (y-a)^2 \quad (7)$$

$$\text{suivant l'axe des Y, } u_2 = \alpha_1 x + \alpha_2 x y + \alpha_3 x (y-a) \quad (8)$$

## Mode de calculs

A partir de notre calcul, nous constatons que l'énergie surfacique  $G$  est proportionnelle au carré de la contrainte longitudinale  $\sigma$ . Les résultats sont présentés sous la forme  $G/(\sigma^2 \sigma)$  dans un but de simplification de présentations, dont la signification physique n'est pas étudiée dans cette approche. Les variations de cette fonction sont étudiées pour quelques paramètres de type géométrique. Les calculs reviennent à minimiser l'énergie potentielle par rapport aux paramètres  $\alpha$ . On calcule ensuite la valeur de l'énergie potentielle; et pour obtenir  $G$ , la dérivée de cette énergie par rapport à la longueur de la fissure est effectuée. [1,2,3,4,5,6]

## III. PRESENTATION DE CALCUL DE COEFFICIENTS D'ENERGIE SURFACIQUE

Pour les simulations numériques, nous choisirons les paramètres suivant correspondant à un film de polymère : [7]

$$K = 10^5 \text{ N/m}^2, \quad \mu = 2,5 \text{ K}, \quad h = 10^{-5} \text{ m}, \quad L = 10^{-3} \text{ m}, \quad a = 10^{-8} \text{ m} \quad (9)$$

### Cas 1- (Fracturation transversale)

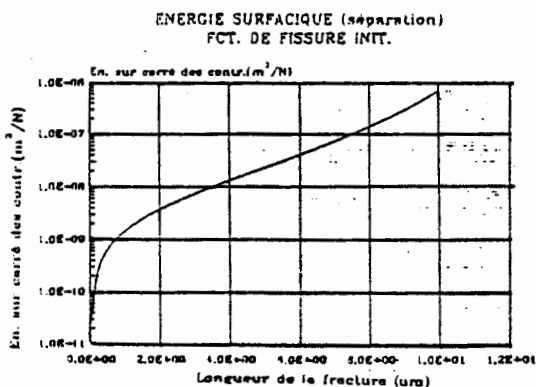


Fig 3 a)

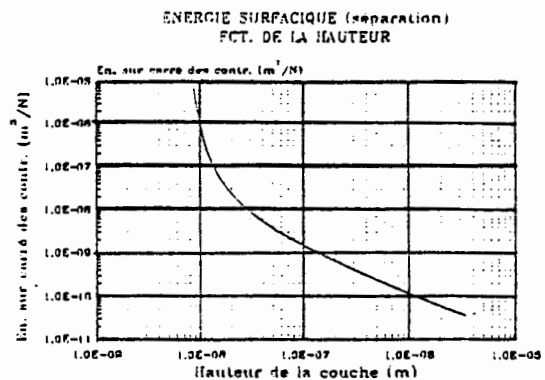


Fig 3 b)

a) En fonction de la longueur de la fissure ( $a$ )

La fonction est croissante sur le domaine d'étude. Pour une fissure nulle, nous remarquons l'existence d'une énergie superficielle positive. Fig 3 a)

Remarques

\* Nous pouvons dire qu'il peut exister une rupture dans des matériaux n'ayant pas de fissure initiale, car l'énergie surfacique pour une fracture nulle peut être supérieure à l'énergie critique du matériau.

\* Il ne peut y avoir de fracturation limitée par la contrainte parce que l'énergie surfacique est toujours croissante lors de la propagation de la fracture.

b) En fonction de la hauteur du film ( $h$ )

La fonction est décroissante et possède une asymptote verticale. La position de l'asymptote dépend des autres paramètres rhéologiques et géométriques. Fig 3 b)

Remarque

\* L'emplacement de l'asymptote permet de connaître l'épaisseur minimale pour qu'il y ait fracturation (énergie surfacique positive), et la décroissance de la fonction nous montre que la fissure apparaît à une hauteur de couche critique et se propage vers des épaisseurs de couche plus importantes.

Cas 2 - (Fracturation longitudinale)

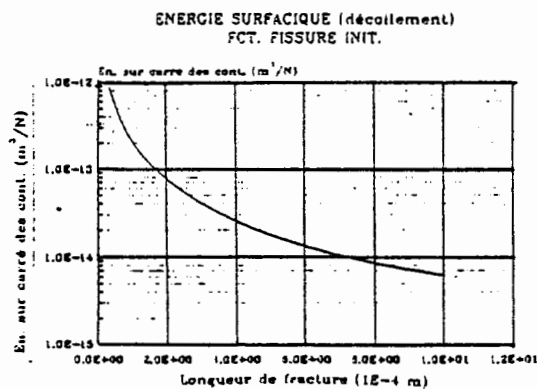


Fig 4 a)

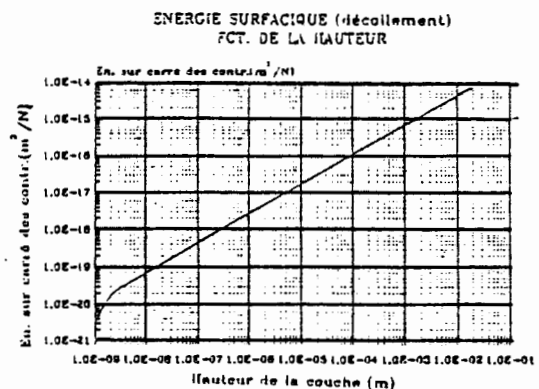


Fig 4 b)

a) En fonction de la longueur de la fissure ( $a$ )

La fonction est décroissante et possède une asymptote pour le cas d'une fissure nulle ( $a = 0$ ). Fig 4 a)

Remarques

\* La forme de la courbe montre que nous avons les deux types de fracturation possibles, d'abord une propagation instable de la fissure jusqu'à l'obtention d'une certaine valeur de l'énergie superficielle, où la fracture se propagera de manière stable en fonction de l'augmentation de la contrainte appliquée.

\* Il y a décollement total si l'énergie due à une fissure de longueur  $L$  est encore supérieure à l'énergie surfacique critique.

b) En fonction de la hauteur du film ( $h$ )

La fonction est toujours croissante et semble posséder une asymptote lorsque la hauteur de la couche, ( $h$ ), tend vers zéro. Fig 4 b)

#### Remarque

\* Plus la couche est faible, moins on a de possibilité d'avoir un décollement. Il existe une limite supérieure de hauteur pour laquelle nous avons un changement de comportement notable de l'énergie surfacique.

#### IV. CONCLUSION

D'après les résultats obtenus par l'application numérique, nous constatons que le rapport de l'énergie surfacique au carré de la contrainte longitudinale appliqué au film dépend essentiellement des caractéristiques géométriques et rhéologiques du domaine étudié.

Lorsque nous considérons des films minces homogènes élastiques et isotropes nous pouvons déterminer l'énergie surfacique et l'évolution de la fracturation. Dans un premier cas, les calculs développés permettant de prévoir que dans une cinématique d'écaillage, la fracture se propage jusqu'au substrat. Dans le deuxième cas, la fracture dans la cinématique de pelage n'entraîne pas forcément un décollement complet entre le film et le substrat.

#### REFERENCES

1. H.D. BUI : "Mécanique de la Rupture Fragile ", Masson, Paris, (1978).
2. A.R. COOPER, "Quantitative theory of cracking and warping during the drying of clay bodies", de "Ceramic processing before firing", John Wiley & Sons, New York, (1978).
3. J.L. LOUBET, "Fracturation des dépôts", rapport de contrat.
4. J.M. GEORGES, G. MEILLE, "Etude de la détérioration des dépôts solides", rapport de contrat.
5. D. MAUGIS, "Mécanismes physiques de l'adhésion des solides", Communication présentée au 3e colloque international de physique et chimie des surfaces solides, Grenoble, (1-3 Juin 1977).
6. J.M. GEORGES, J.L. LOUBET, N. ALBEROLA, G. MEILLE, H. BOURGOGNON, P. HOORNAERT, G. CHAPELET, "Application of a new concept to detergency", Ecole Centrale de Lyon, (1989).
7. A. GUINET, "Modélisation mécanique de la fracturation spontanée de couches minces", D.E.A de Mécanique de l'U.C.B.L., (1989).

LIGNE DE CONTACT EN MOUVEMENT. ETUDE DE LA  
SINGULARITE DANS LE CAS D'UN TRANSFERT DE MASSE

SEPPECHER P.

E.T.M.A., Université de TOULON et du VAR,  
BP 132, 83957 La Garde, FRANCE

I. INTRODUCTION

On considère deux fluides visqueux A et B séparés par une interface I en mouvement stationnaire par rapport à une paroi plane (cf Fig 1). La ligne de contact L est l'intersection entre l'interface et la paroi. En L l'interface fait un angle non nul avec la paroi. On se place dans le repère lié à l'interface, ainsi la paroi est animée d'une vitesse  $V_e$  tangente à la paroi. On s'intéresse à l'écoulement des deux fluides, à la dissipation totale et à la forme prise par l'interface.

Il est connu que ce problème ne peut s'étudier sous les hypothèses classiques: (i) condition de non-glissement des fluides sur la paroi, (ii) absence de transfert de masse à travers l'interface. En effet si l'on note  $n$  la normale à l'interface et  $V$  le champ des vitesses, la condition de non glissement  $V = V_e$  sur la paroi et la condition de non transfert de masse  $V \cdot n = 0$  sur l'interface entraînent une discontinuité du champ des vitesses en L et une dissipation infinie. De plus l'équation de Laplace indique que la variation d'angle totale de l'interface est infinie ce qui est incompatible avec l'existence d'une ligne de contact. Ce résultat paradoxal ( qui reste vrai si l'angle de contact est nul ) nécessite la remise en question des hypothèses habituelles, par exemple modifier le comportement des fluides au voisinage de la ligne de contact ( viscosité tendant vers 0 ) ou admettre le glissement à la paroi... [2], [3].

Nous étudions ici les effets d'une autre hypothèse: permettre le transfert de masse à travers l'interface [6]. Dans le cas d'une interface séparant deux phases d'un même constituant cette hypothèse est très naturelle: si les deux phases sont en équilibre loin de la ligne de contact, elles ne peuvent y rester au voisinage de celle-ci où la différence de pression est très grande ( elle tend vers l'infini en l'absence de transfert de masse ). Nous admettons que ce transfert de masse est lié au saut de pression par une relation de proportionnalité, le coefficient  $k$  étant suffisamment petit pour que le transfert de masse soit négligeable sauf au voisinage de la ligne de contact.

Remarquons d'abord que la singularité ne peut disparaître que si les deux fluides ont même densité (  $\rho_a = \rho_b$  ). En effet une différence de densité est incompatible avec la continuité des deux champs  $V_a$  et  $V_b$  et la dissipation dans l'un au moins des fluides est infinie. Nous nous limitons donc au cas académique  $\rho_a = \rho_b$ . L'intérêt de cette étude tient au fait qu'un fort transfert

de masse au voisinage de la ligne de contact tend à égaliser les propriétés physiques des fluides de part et d'autre de l'interface. Bien entendu il conviendrait de tenir compte des modifications de la structure de l'interface en résultant (par exemple en utilisant le modèle de Cahn et Hilliard [4], [5]) ce que nous ne ferons pas ici.

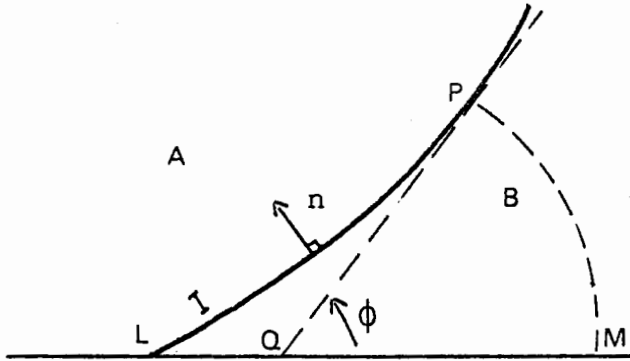


Fig 1

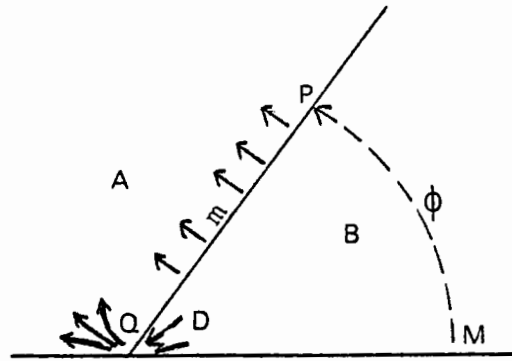


Fig 2

## II. EQUATIONS DU PROBLEME.

L'écoulement est supposé bidimensionnel, à faible nombre de Reynolds. Nous utilisons pour chacun des fluides les fonctions de courant  $\Psi_A$  et  $\Psi_B$ . On note  $\mu_A$ ,  $\mu_B$  les viscosités des fluides,  $d$  leur densité,  $D$  et  $T$  les tenseurs des déformations et des contraintes. Sur l'interface on note  $\Phi$  l'angle entre la tangente et la paroi,  $H$  la courbure,  $//$  la composante tangente à l'interface d'un vecteur,  $\sigma$  la tension superficielle (supposée constante) et  $m$  la quantité de masse traversant l'interface par unité de surface. Les fonctions de courant vérifient dans leur domaine respectif:

$$\Delta\Delta\Psi_A = 0, \quad \Delta\Delta\Psi_B = 0 \quad (1)$$

Les conditions aux limites sur la paroi solide sont:

$$V = V_e. \quad (2)$$

et sur l'interface:

$$V_{A//} = V_{B//} \quad (3)$$

$$d V_A \cdot n = d V_B \cdot n = m \quad (4)$$

$$(T_A \cdot n)_{//} = (T_B \cdot n)_{//} \quad (5)$$

$$[n \cdot T \cdot n]_A^B = \sigma H \quad (6)$$

$$m = k [p]_A^B \quad (7)$$

L'étude étant limitée à un voisinage de la ligne de contact il est nécessaire d'écrire des conditions de raccordement avec l'écoulement extérieur: On suppose que loin de L l'écoulement résulte de la superposition d'un écoulement de similitude (invariant par dilatation) et d'un écoulement radial correspondant à une source à la ligne de contact (source due au transfert de masse).

Soit  $L_0$  une longueur caractéristique de l'écoulement macroscopique. Le problème est adimensionnalisé en utilisant les quantités  $L_0$ ,  $Ve$ ,  $\mu_A$ ,  $d$  et il apparaît les nombres sans dimension:  $Re = d L_0 Ve / (2 \mu_A)$ ,  $Ca = 2 \mu_A Ve / \sigma$ ,  $S = 2 \mu_A k / (d L_0)$ ,  $R = \mu_A / \mu_B$ . On admet:

- (i)  $Re \ll 1$  ce qui permet d'utiliser l'approximation de Stokes (eq. 1 et 2).
- (ii)  $VS \ll 1$  ce qui permet de négliger le transfert de masse loin de la ligne de contact.
- (iii)  $Ca \ll S$  ce qui permet de considérer que  $\Phi$  est peu différent de  $\Phi_0$ .

Afin d'obtenir analytiquement une approximation de la solution de ce problème nous supposons qu'en chaque point de l'interface  $P(s)$  l'écoulement est l'écoulement dans un angle  $(M, Q, P)$  avec un transfert de masse constant  $m(s)$  et une source en  $Q$  de débit  $D(s)$  (cf fig 2). Les conditions de validité de cette approximation sont  $r \frac{\partial m}{\partial s} \ll d Ve$  et  $r \frac{\partial \Phi}{\partial s} \ll 1$ . Ces conditions seront réunies pour  $r \ll S L_0$  et  $r \gg S L_0$ .

### III. COMPORTEMENT ASYMPTOTIQUE DE LA SOLUTION

On calcule la solution dans un coin  $(M, Q, P)$  d'angle  $\Phi$  avec un transfert de masse  $m$ , un débit  $D$ , et une vitesse de paroi  $Ve$  (cf fig 2). Ces calculs sont assez longs et nous indiquons simplement la forme du résultat: On utilise les coordonnées polaires  $(r, \theta)$  de centre  $Q$ , les fonctions  $\Psi$  sont de la forme:

$$\Psi = r ( (Ve+al) \sin \theta + a_2 \cos \theta + a_3 \theta \sin \theta + a_4 \theta \cos \theta ) + b_1 + b_2 \theta + b_3 \theta^2 + b_4 \theta^3 \quad (8)$$

les coefficients  $a_i$ ,  $b_i$  sont de la forme:  $a_i = c_i (Ve \sin \Phi - m)$ ,  $b_i = d_i D$ , les coefficients  $c_i$  et  $d_i$  étant des fonctions de  $R$  et  $\Phi$  uniquement. Les sauts à travers l'interface de la pression et de la contrainte normale sont gouvernés par les équations:

$$\frac{\partial}{\partial r} [p]_A^B = Re^{-1} ( - e_1 \frac{Ve \sin \Phi - m}{r^2} - e_2 \frac{D}{r^3} ) \quad (9)$$

$$[n \cdot T \cdot n]_A^B = -[p]_A^B - Re^{-1} e_3 \frac{D}{r^4} \quad (10)$$

où  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $e_3$  sont des fonctions de  $\Phi$  et  $R$ ,  $e_1$  et  $e_2$  étant positives. La dissipation volumique est donnée par:

$$D^2 = e_4 \frac{D^2}{r} + e_5 \frac{D(Ve \sin \Phi - m)}{r^3} + e_6 \frac{(Ve \sin \Phi - m)^2}{r^2} \quad (11)$$

où  $e_4, e_5, e_6$  sont des fonctions de  $\Phi$ ,  $R$  et  $\theta$ .

Revenons maintenant au problème initial. Les variations de  $\Phi$  sont suffisamment petites pour que l'on puisse confondre  $r$  et l'abscisse curviligne



le long de I. Le transfert de masse  $m$  n'est plus constant et le débit  $D$  lui est lié par l'équation:

$$D(r) + r m(r) = \int_0^r m(u) du \quad (12)$$

En choisissant l'échelle adaptée  $x = r/SLo$  et la nouvelle fonction inconnue  $y(x)$  les équations (7), (9) et (12) conduisent à l'équation différentielle (14):

$$y(x) = (S Lo Ve d)^{-1} \int_0^{SLo x} m(u) du - x \sin \Phi \quad (13)$$

$$x^3 y'' - (e1 + e2) x y' + e2 y = 0 \quad (14)$$

avec les conditions aux limites:  $y(0)=0$  et  $y'(\infty)=-\sin \Phi$ .

pour  $x \gg 1$  on a:  $y(x) = \sin \Phi (-x + e1 \ln(x) + Cste + O(\frac{1}{x}))$ .

pour  $x \ll 1$  on a:  $y(x) \approx Cste x^a \text{Exp}(-\frac{e1+e2}{x})$  ( $= O(x^n), \forall n \in \mathbb{N}$ )  
avec  $a=1+e1/(e1+e2)$ .

La quantité totale de masse  $M$  traversant l'interface est très petite:

$$M = \int_0^r m(u) du : \text{si } r = O(Lo) , M = Lo Ve d \sin \Phi O(S \ln S) \ll Lo Ve d.$$

Le transfert de masse est négligeable à une distance macroscopique de  $L$ :

$$m(r) = Ve d (y' + \sin \Phi) : \text{si } r = O(Lo) , m = Ve d \sin \Phi O(S) \ll Ve d.$$

Au voisinage de la ligne de contact on a:

$$m = Ve d \sin \Phi + O(x^n), D = O(x^n), D^2 = O(x^n), \quad \forall n \in \mathbb{N},$$

$$H = -Ca/(Lo S) \sin \Phi + O(x^n), \quad \forall n \in \mathbb{N}.$$

Ainsi il n'y a plus de singularité en dissipation à la ligne de contact et la variation totale d'angle reste finie. Comme notre approximation n'est pas valable dans la zone  $r = O(SLo)$  (ou  $x = O(1)$ ) nous ne sommes pas en mesure de calculer cette variation.

Nous avons obtenu la compréhension -partielle- d'un mécanisme supprimant la singularité à la ligne de contact. Il reste à modéliser le cas de deux fluides de densités différentes. Pour cela il semble nécessaire d'utiliser un modèle capable de décrire le passage continu d'une densité à l'autre c'est à dire la structure de l'interface.

#### REFERENCES.

1. J.W. CAHN Critical point wetting, J. Chem. Phy., 66, 8, p 3667 (1977).
2. L.M. HOCKING A moving fluid interface. Part 2. The removal of the force singularity by a slip flow, J Fluid Mech., vol 79, p 209-229 (1977).
3. C. HUH & L.E. SCRIVEN Hydrodynamic model of steady movement of a solid-liquid-fluid contact line, J. Col. Int. Sc., vol 35, 1 (1971).
4. O. PENANHOAT Etude théorique et numérique de l'avancement d'une interface avec ou sans viscosité dans un capillaire, Thèse Université Paris 6 (1990).
5. P.SEPPECHER Etude des conditions aux limites en théorie du second gradient: cas de la capillarité, C.R.Acad.Sci. Paris, t.309, Série II, p 497-502 (1989).
6. J.C. SLATTERY Interfacial Transport Phenomena, Springer Verlag Ed. New-York (1990).

# ELABORATION D'OUTILS D'HOMOGENEISATION POUR L'ETUDE DE L'INTERPHASE DANS LES MATERIAUX COMPOSITES

J. PASTOR, M. LAGACHE et A. AGBOSSOU.

Laboratoire Matériaux Composites, E.S.I.G.E.C., Université de Savoie, Savoie-Technolac, bp 1104, Chambéry Cedex.

## I - INTRODUCTION

Le calcul de pièces en matériau composite requiert le remplacement de ce dernier par un matériau homogène supposé équivalent, car la géométrie interne du composite est trop complexe pour permettre une simulation directe même sur le plan numérique. De nombreux auteurs ont travaillé sur ce sujet depuis les années soixante; aussi renvoyons-nous aux références [1], [2], [3] et [4] pour une synthèse des résultats acquis dans ce domaine. L'objectif du travail présenté ici est la mise au point d'outils d'homogénéisation pour étudier l'influence de l'interphase dans les composites unidirectionnels, en élasticité linéaire dans un premier temps.

## II - ANALYSE DU PROBLEME D'HOMOGENEISATION

Dans le cas envisagé ici des composites unidirectionnels le problème d'homogénéisation se simplifie en problèmes plans [2], ce que nous analysons ci-après sur le plan des milieux périodiques.

### II-1 Structure du champ de déplacement solution

Nous adoptons la formulation proposée par P. Suquet (cf [4]), du problème d'homogénéisation, en élasticité linéaire, sur le Volume Élémentaire Représentatif (VER) du matériau à structure périodique (figure1). Pour simplifier l'exposé nous supposons les composants homogènes et orthotropes avec les mêmes directions privilégiées 1, 2 et 3.

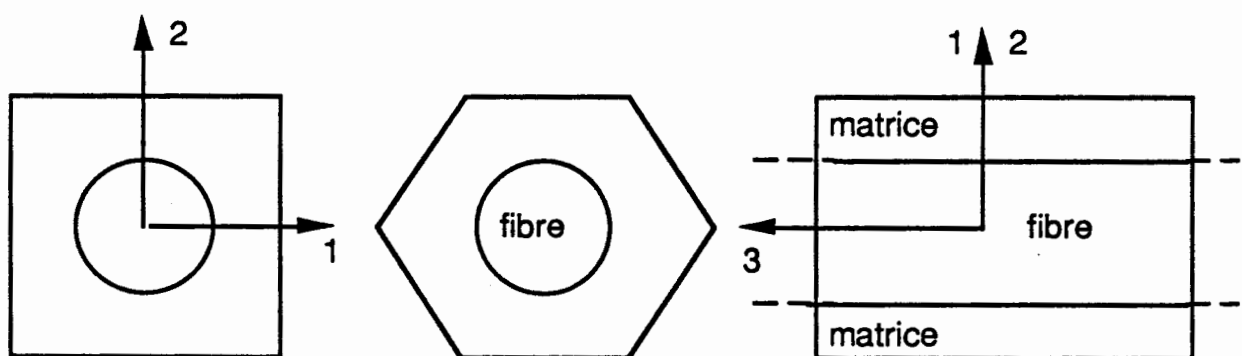


Figure n° 1 : les V. E. R.

La détermination des caractéristiques élastiques macroscopiques conduit à un problème élastique où les vecteurs contrainte sont antipériodiques sur les bords du VER (de volume  $V$ ) et où le champ de déplacement  $u$  vérifie :

$$u = \tilde{u} + E \cdot x \Rightarrow \langle u \rangle = E, \tilde{u} \in V_0 \quad (1)$$

$$\text{avec } V_0 = \{ v \in H^1(V)^3, v \text{ périodique sur } \partial V \}$$

Compte tenu de la géométrie du VER, et du fait que l'hétérogénéité du matériau est seulement transversale, nous faisons suivant [6] l'hypothèse :

$$\tilde{u} = \tilde{u}(x_1, x_2), \quad (2)$$

qui assure l'invariance des solutions par rapport à la dimension longitudinale 3 du VER.

Du fait de (2) nous avons en tout point du V.E.R :

$$\varepsilon = \tilde{\varepsilon} + E ; \tilde{\varepsilon} = \varepsilon(\tilde{u}) ; \tilde{\varepsilon}_{33} = 0 ; \tilde{\varepsilon}_{31} = \frac{1}{2} \tilde{u}_{3,1} ; \tilde{\varepsilon}_{32} = \frac{1}{2} \tilde{u}_{3,2} \quad (3)$$

En écriture matricielle, ceci se traduit par :

$$\{\sigma\} = [H] \{\tilde{\varepsilon} + E\} \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} a_{1111} & a_{1122} & a_{1133} & & & \\ a_{2211} & a_{2222} & a_{2233} & & & \\ a_{3311} & a_{3322} & a_{3333} & & & \\ & & & a_{1212} & & \\ \text{-----} & & & & & \\ & & & & a_{2323} & \\ & & & & & a_{3131} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\varepsilon}_{11} + E_{11} \\ \tilde{\varepsilon}_{22} + E_{22} \\ 0 + E_{33} \\ 2\tilde{\varepsilon}_{12} + 2E_{12} \\ \tilde{u}_{3,2} + 2E_{23} \\ \tilde{u}_{3,1} + 2E_{31} \end{pmatrix}$$

Le matériau homogénéisé est orthotrope compte tenu des hypothèses sur la géométrie et les matériaux constitutifs du VER, d'où la loi élastique macroscopique :

$$\{\Sigma\} = [Q] \{E\} \Leftrightarrow \{E\} = [S] \{\Sigma\} \quad (5)$$

où la matrice Q a la même structure que la matrice H. Par suite le problème se décompose en :

- cas a :  $\tilde{u}_3 = E_{23} = E_{31} = 0$ , d'où un problème de déformation plane généralisée qui permet d'obtenir les constantes élastiques  $E_1, E_2, E_3, G_{12}, \nu_{12}, \nu_{23}$  et  $\nu_{31}$ ,
- cas b : seuls  $\tilde{u}_3, E_{31}, E_{23}$  sont non nuls, d'où un problème anti-plan conduisant à  $G_{31}$  et  $G_{23}$ .

La détermination des 5, 6 ou 9 coefficients macroscopiques indépendants passe bien par la résolution d'une série d'au plus six problèmes à maillage plan en  $\tilde{u}$ .

## II-2 Mise en forme numérique.

Le maillage élément fini est donc plan, à deux ou un ddl par noeud selon le cas; les conditions de périodicité (1) sont prises en compte par substitution au niveau de l'assemblage, de manière classique. Pour imposer E ou  $\Sigma$ , puisqu'ici les approches à contrainte ou déformation imposée sont équivalentes, nous utilisons l'idée d'O. Debordes proposée en [7]. Cette technique consiste à ajouter un noeud fictif unique affecté à tous les éléments, noeud que nous doterons des 4 ddl  $E_i$  dans le cas a, ou des ddl  $E_{23}$  et  $E_{13}$  dans le cas b. La matrice B déduite de (3) est complétée par une matrice identité I de sorte que nous obtenons :

$$\text{- cas a : } \{\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}, \varepsilon_{33}, \gamma_{12}\}^T = [B, I] \{\tilde{u}_{1n}, \tilde{u}_{2n}, E_{11}, E_{22}, E_{33}, 2E_{12}\}^T \quad (6)$$

où n repère les ddl nodaux de l'élément fini,

$$\text{- cas b : } \{\gamma_{23}, \gamma_{31}\}^T = [B, I] \{\tilde{u}_{3n}, 2E_{23}, 2E_{31}\}^T \quad (7)$$

Avec D défini par les deux sous-matrices non nulles de (4), nous obtenons une matrice de rigidité élémentaire  $K'_e$  : (10 \* 10) pour le cas a, et (5 \* 5) dans le cas b. Après l'assemblage, le système linéaire final a la structure suivante :

$$\begin{bmatrix} K & S_m \langle B^T D \rangle \\ S_m \langle DB \rangle & S_m \langle D \rangle \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{u} \\ E_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ S_m \Sigma_i \end{bmatrix} \quad (8)$$

Dans cette expression K est la matrice de rigidité classique,  $S_m$  est l'aire du maillage et les  $\Sigma_i$  (avec  $i=1$  à 4 ou  $1$  à 2) sont les composantes des tenseurs contraintes moyens associés aux  $E_i$  (en notation matricielle). Cette formulation permet donc d'imposer  $E$  ou  $\Sigma$  selon la nature du coefficient élastique que l'on souhaite obtenir à l'aide de (5).

### III - ESSAIS ET RESULTATS

Les matériaux constitutifs sont ici homogènes et isotropes.

#### 1- Cas du V.E.R carré.

Nous avons tout d'abord comparé nos résultats à ceux de F. Léné [6]. Le matériau homogénéisé est tétragonal, à 6 coefficients élastiques indépendants. Les caractéristiques de la matrice sont  $E_m = 4$  GPa et  $\nu_i = 0.34$ ; ceux de la fibre sont  $E_f = 84$  GPa et  $\nu_i = 0.22$ ; le pourcentage de fibres, noté  $\nu_f$ , est de 50%.

	$E_1$	$E_2$	$G_{12}$	$G_{31}$	$\nu_{12}$	$\nu_{31}$	Machine
[ 6 ]	13,138	43,947	3,159	4,141	0,289	0,2716	
Périodique	13,219	43,976	3,313	4,170	0,292	0,2711	Mac II FX

Tableau n° 1: Comparaison avec [6].

Une légère différence subsiste pour  $G_{12}$ , les autres valeurs étant très proches malgré la différence de maillage (fig. 2). Aussi avons nous utilisé aussi l'approche du type déformation moyenne imposée au bord ( $\tilde{u}=0$  sur  $\partial V$ ) et celle où la contrainte moyenne est imposée au bord (notée  $\Sigma$ ).

	$E_1$	$G_{12}$	$\nu_{12}$	Machine	logiciel
$\tilde{u}=0$ sur $\partial V$	13,47	4,288	0,283	SUN 4	SAMCEF
Périodique	13,219	3,313	0,292	Mac II FX	Fortran
$\Sigma$ imp sur $\partial V$	8,511	3,189	0,370	Mac II FX	Fortran

Tableau n° 2 : Encadrement des modules.

On notera que les bornes ( cf. [4] ) sont sensiblement éloignées sans qu'il soit possible, de prévoir la proximité de l'approche périodique par rapport à l'une d'elles. Précisons toutefois que, l'approche MEF étant du type déplacement, la borne inférieure sur  $G_{12}$  ci-dessus serait rigoureuse si le maillage était "assez" raffiné. Un dernier essai avec axes 1-2 tournés de  $45^\circ$  donne  $E_1 = 9.782$  en périodique, ce qui donne une idée de la non isotropie transverse du matériau homogénéisé.

#### 2)- Cas du V.E.R hexagonal régulier.

Le matériau homogénéisé est alors isotrope transverse, soit à 5 coefficients indépendants du fait de la relation  $2G_{12} = E_1 / (1+\nu_{12})$ .

##### a) comparaison avec les résultats de R. Peyroux et P. Suquet [8].

Dans ce cas  $E_m = 3.2$  GPa,  $\nu_m = 0.34$ ,  $E_f = 74$  GPa,  $\nu_f = 0.22$  et  $\nu_f = 50\%$ .

	$E_1$	$E_2$	$G_{12}$	$G_{13}$
[ 8 ]	8,666	38,575	3,056	3,256
Périodique	8,663	38,514	3,059	3,259

Tableau n°3: Comparaison avec [8]

La concordance est excellente pour les quatre coefficients calculés dans la thèse de R. Peyroux.

b)- Cas d'un composite modèle avec interphase.

La zone d'interphase, d'épaisseur  $1\mu\text{m}$ , a pour caractéristiques  $E_i = 8\text{GPa}$  et  $\nu_m = 0.34$ ; la matrice et le renfort sont définis comme en III-1, la fibre a un rayon de  $8.5\mu\text{m}$  et le taux volumique  $\nu_f$  est ramené précisément à 50% après maillage. Ce dernier, qui comporte 768 triangles à 3 noeuds et 1300 ddl, respecte précisément les symétries du VER. Notons que dans ce cas la seule approche disponible dans la littérature est, à notre connaissance, celle de P. Théocaris [5] limitée au module longitudinal.

	$E_1 = E_T$	$E_3 = E_L$	$G_{12} = G_{TT}$	$G_{31} = G_{LT}$	$\nu_{12} = \nu_{TT}$	$\nu_{31} = \nu_{LT}$	
Périodique	10,7550	44,0190	3,8052	4,0487	0,41321	0,27216	$E_i = E_m = 4$
Périodique	11,6448	44,2294	4,1420	4,3832	0,40569	0,27191	$E_i = 6$
Périodique	12,1702	44,4397	4,3444	4,5753	0,40067	0,27184	$E_i = 8$
Périodique	12,7665	44,8603	4,5771	4,7885	0,39461	0,27187	$E_i = 12$
Approche déforma- -tion $\tilde{u}=0$ sur $\partial V$	12,2745		4,4389		0,38784	0,27211	$E_i = E_m = 4$
	13,5468		4,9238		0,38135	0,27182	$E_i = 6$
	14,3085		5,2177		0,37707	0,27173	$E_i = 8$
	15,1789		5,5578		0,37184	0,27178	$E_i = 12$
Approche contrainte sur $\partial V$	8,4450	$E_i = E_m = 4$					
	9,6312	$E_i = 6$					
	9,8970	$E_i = 8$					
	10,1420	$E_i = 12$					

Tableau n° 4: Essais avec interphase.

Ainsi que l'on pouvait s'y attendre, les modules longitudinaux  $E_L$  et  $\nu_{LT}$  vérifient bien la loi des mélanges et les modules  $E_1 = E_T$  et  $G_{12} = G_{TT}$  sont les plus sensibles aux variations des caractéristiques de l'interphase, en particulier pour les faibles écarts de module d'Young avec la matrice.

#### IV - CONCLUSION.

Les outils d'homogénéisation présentés s'avèrent efficaces, robustes au sens numérique et commodes d'utilisation sur micro Mac II ou sur station de travail. Ils sont basés sur la technique d'homogénéisation des milieux périodiques dont le résultat est indépendant du nombre de VER contenus dans la cellule maillée. De plus la technique proposée s'étend aisément au cas où les composants sont non isotropes et non homogènes dans le plan transversal et où la fibre a une section quelconque: En effet les matrices H et Q conservent leur structure en deux sous-matrices disjointes, et il suffit de changer en conséquence les matrices D des cas a et b. Cette étude sera complétée par une campagne d'essais expérimentaux qui est en cours actuellement.

#### REFERENCES:

- 1 - R.M. CHRISTENSEN, "Mechanics of composite materials", Ed. J. Wiley, New-York, 1979.
- 2 - Z. HASHIN, "Analysis of composite materials - A survey", Journal of Applied Mechanics, vol. 50, pp 481-505, 1983.
- 3 - J.M. WHITNEY, R.L. McCULLOUGH, "Micromechanical materials modeling", Delaware Composites Design Encyclopedia, vol 2, Ed. Technomics, 1990.
- 4 - P.M. SUQUET, "Elements of Homogenization for Inelastic Solid Mechanics", in Homogenization Techniques for Composite Media, CISM Lectures, Udine, Ed. Springer-Verlag, 1985.
- 5 - P.S. THEOCARIS, "The Mesophase Concept in Composites", Ed. Springer-Verlag, 1987.
- 6 - F. LENE, "Contribution à l'étude des matériaux composites et de leur endommagement", Thèse d'Etat, Université P.M. Curie, 1984.
- 7 - O. DEBORDES, C. LICHT, J.J. MARIGO, P. MIALON, J.C. MICHEL, P. SUQUET, "Analyse Limite de structures fortement hétérogènes", 3ème colloque Tendances Actuelles en Calcul des Structures, Ed. Pluralis, Bastia, 1985.
- 8 - R. PEYROUX, "Caractéristiques thermoélastiques de matériaux composites à fibres courtes", Thèse, Univ. Montpellier II, 1990.

# INFLUENCE DE LA TOPOGRAPHIE ET DE LA PHYSICO-CHEMIE DES SURFACES SUR LA MOBILITÉ D'UN LIQUIDE.

T. MATHIA, P. LANTERI\*, R. LONGERAY\*, et A. MIDOL\*\*

Laboratoire de Technologie des Surfaces - C.N.R.S.  
Ecole Centrale de Lyon, B.P. 163, 69131 Ecully,

\* Laboratoire de Synthèse Organique Appliquée et \*\* Centre de Recherche et d'Innovation Sportive,  
Université Claude Bernard Lyon I, 43 Bd du 11 Novembre 1918, 69100 Villeurbanne.

## I - INTRODUCTION

Il existe de nombreux cas où l'on cherche à maîtriser le comportement dynamique d'une faible quantité de liquide par rapport à une surface solide : application d'une peinture, dépôt de salissures, gouttes sur les visières, glisse du ski etc. Classiquement le mouillage d'un liquide est contrôlé par la combinaison des tensions interfaciales représentée par le *pouvoir d'étalement*  $S$  ( $S = \gamma_{SV} - \gamma_{SL} - \gamma_{LV}$ , différence entre l'énergie du solide sec et celle du solide recouvert d'une couche macroscopique de liquide, les indices représentant les tensions interfaciales entre les phases solide-vapeur, solide-liquide et liquide-vapeur). Pour une goutte donnée, soumise à un état de contraintes mécaniques donné, la topographie et la physicochimie de la surface solide sont les facteurs qui contrôlent ces phénomènes. Il s'agit typiquement d'un problème de *rhéologie superficielle*. S'il existe de nombreuses approches théoriques du triplé liquide, solide, gaz visant à mieux cerner le phénomène du mouillage à l'état quasi-statique d'une surface solide homogène lisse ou rugueuse (1-3), l'état transitoire qui conditionne sa mobilité par rapport à une surface traitée sur le plan de la topographie et de la physico-chimie, est peu étudié. Sa prise en compte, sur des surfaces réelles, tenant compte du processus technologique, bien qu'elle constitue une préoccupation constante de nombreux industriels, est pratiquement absente des publications. Notre motivation principale a donc été, à l'aide d'expériences simples, insérées dans une stratégie globalisante utilisant notamment les techniques de *plans d'expériences* et de *caractérisation de l'anisotropie*, de contribuer à mieux cerner à l'échelle du micron les problèmes du contact mécanique d'une goutte.

Les trois expériences-type apportent des informations complémentaires sur :

- le contact statique avec des surfaces topographiquement anisotropes,
- le contact dynamique avec des surfaces homogènes isotropes, anisotropes, mono et/ou pluridirectionnelles,
- l'état transitoire (le décrochement) par rapport aux surfaces homogènes mais différentes par leur état physico-chimique.

## II - CONTACT STATIQUE - SURFACES TOPOGRAPHIQUEMENT ANISOTROPES

Si on observe la forme prise par une goutte déposée sur une surface, on constate qu'elle est fonction du degré d'orientation de la surface tant sur le plan physico-chimique que topographique. A partir des travaux de N.H. Sung et coll.(3) et des nôtres (4), on peut introduire la notion d'asymétrie de forme de la goutte par le rapport  $b/a$  des axes d'ellipse que la goutte prend dans les directions de la *direction principale* (indice  $a$ ) et orthogonale (indice  $b$ ) de *l'anisotropie*. Il est possible de lier cette asymétrie aux angles de contact traditionnels  $\theta_a$  et  $\theta_b$  par la relation suivante :

$$b/a = (\sin \theta_a / \sin \theta_b) * [(1 - \cos \theta_a) / (1 - \cos \theta_b)].$$

Nous avons montré que l'asymétrie d'étalement de la goutte peut être directement corrélée avec l'anisotropie topographique de surface, qui peut être quantifiée par  $\beta$  l'indice de Nayack <sup>(5),(6)</sup> (coefficient de corrélation 0,852, équation de la droite  $a/b = 0,728*\beta$ ). Cet invariant de la surface  $z(x,y)$ , exprimé en termes de moments spectraux  $m_{ij}$  de la surface, peut être utilisé pour décrire l'anisotropie des surfaces :

$$\beta = 4(m_{02}*m_{20} - m_{11}^2)/(m_{02} + m_{20})$$

Il varie de 0 pour une surface totalement anisotrope à 1 pour une surface isotrope. La corrélation entre l'asymétrie d'étalement d'une goutte et l'anisotropie de surface est reportée sur la figure 1. Cette observation constitue une méthode originale et simple d'estimation de cet indice.

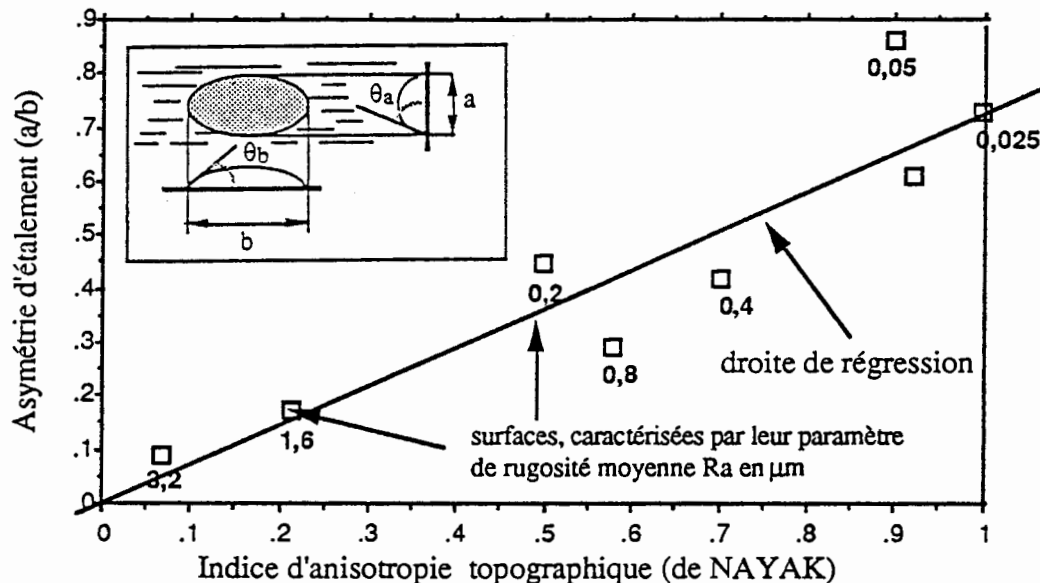


Fig. 1: Corrélation entre l'indice d'anisotropie de Nayack des différentes surfaces rectifiées en chrome et l'asymétrie d'étalement (a/b) des gouttes de dodécane (0,5 µl).

### III - CONTACT DYNAMIQUE - SURFACES TOPOGRAPHIQUEMENT ET PHYSICO-CHIMIQUEMENT ISOTROPES, ANISOTROPES, MONO ET PLURI-DIRECTIONNELLES.

Le contact dynamique d'une goutte peut être déterminé en particulier par sa mobilité relative. Elle peut être évaluée par le temps nécessaire à la goutte pour parcourir une distance donnée sur la surface convenablement inclinée. Cette mesure, comparée avec celle obtenue pour la surface isotrope relative et adimensionne le paramètre de mobilité qui permet de différencier les traitements mécano-chimiques des surfaces considérées.

A partir des surfaces isotropes (polyéthylène haute-densité) soumises aux différents traitements mécaniques d'abrasion on peut obtenir différentes morphologies : anisotropes - monodirectionnelles (procédé longitudinal ou transversal), orthotropes - bidirectionnelle (procédé croisé), multidirectionnelle (procédé circulaire). A ces traitements mécaniques on peut associer les traitements chimiques avec différents produits comme par exemple l'éthanol, une cire microcristalline ou une paraffine, qui modifie l'hydrophobicité de la surface initiale. En adimensionnant les résultats obtenus pour une goutte d'eau, par comparaison avec une surface isotrope et homogène, on constate des variations de mobilité considérables avec les modifications physico-chimiques et topographiques de surface impliquées par le traitement (Fig. 2).



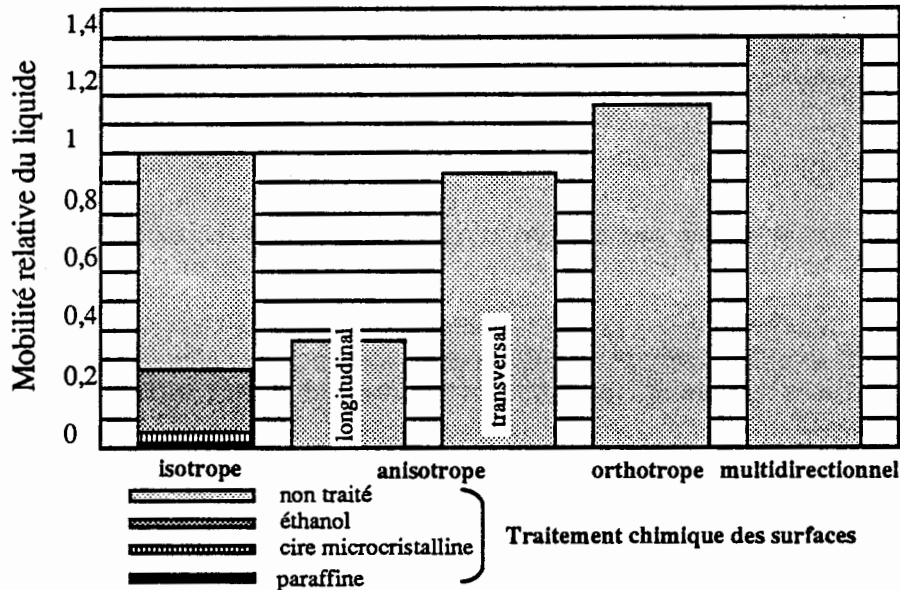


Fig. 2 : Modification de la mobilité relative d'une goutte d'eau distillée (100  $\mu$ l) par le traitement mécanique et physico-chimique d'une surface en polyéthylène haute densité .

#### IV - ETAT TRANSITOIRE (DECROCHEMENT) - SURFACES HOMOGENES DIFFERANT PAR LEUR ETAT PHYSICO-CHIMIQUE

Au vu des résultats des paragraphes précédents, pour s'affranchir du facteur topographique en ne conservant que l'influence de la nature chimique de la surface, nous avons étudié le comportement transitoire d'une goutte par rapport à une surface homogène isotrope lisse (obtenue par fusion-solidification). L'expérience consiste à déterminer l'inclinaison minimale de la surface qui provoque le décrochement d'une goutte d'eau distillée (20  $\mu$ l). On étudie les surfaces de mélanges ternaires des produits suivants :

- paraffines linéaires (hydrocarbures saturés possédant un nombre d'atomes de carbone compris majoritairement entre 20 et 35)
- cires microcristallines (hydrocarbures saturés ramifiés possédant un nombre d'atomes de carbone compris majoritairement entre 30 et 60)
- additif de synthèse (hydrocarbures fluorés).

L'influence de la composition des mélanges sur la valeur de l'angle de décrochement de la goutte d'eau est présentée figure 3 sous forme de courbes isoréponses (isoangles).

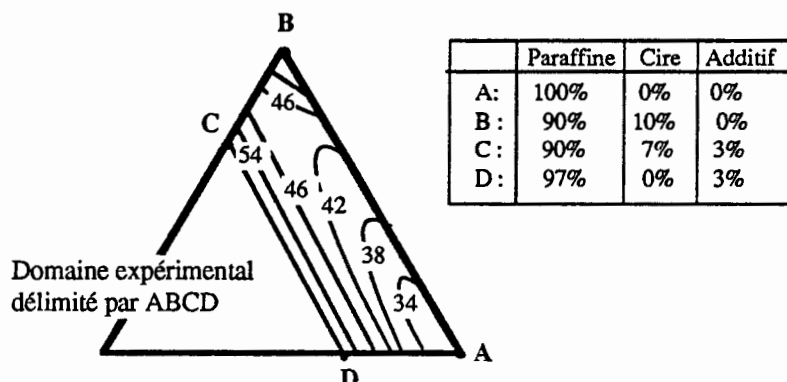


Fig. 3: Courbes isoangles représentant l'ensemble des compositions qui conduisent au même angle minimal de décrochement exprimé en degré (goutte de 20  $\mu$ l d'eau distillée).

Les courbes isoréponses montrent la sensibilité du phénomène à la composition du mélange; dès que l'on atteint une proportion voisine de 1% d'additif, celui-ci semble contrôler seul le phénomène. Cela



se traduit par une surprenante augmentation de l'angle de décrochement de la goutte d'eau alors que les composés fluorés sont considérés comme hydrophobes. Peut être faut-il envisager un type de liaison hydrogène particulier entre les atomes de fluor superficiels et les molécules d'eau de la goutte.

## V - CONCLUSION

Les expériences montrent que la morphologie d'écoulement du liquide par rapport au solide est déterminée non seulement par les paramètres rhéologiques du volume mais aussi par ceux de la surface. Les phénomènes interfaciaux qui impliquent des déformations (étalement), des mobilités ou des décrochements, font intervenir à la fois la nature chimique de la surface et sa topographie. Ce sont ces phénomènes qui semblent créer les gradients des contraintes internes de la goutte. Il apparaît donc nécessaire de modéliser l'ensemble, notamment pour une meilleure approche des phénomènes liés à l'interface liquide/solide.

Cela permet de proposer une méthodologie (pour l'étude de la lubrification lenticulaire par exemple), en tenant compte à la fois des formulations chimiques des matériaux (modélisables) et de leur interaction avec les traitements mécaniques (par abrasion par exemple) également modélisables.

## VI - REFERENCES

- (1) De Gennes P.G. "Wetting : Statics and dynamics " Rev. of Mod. Phys. vol.57, 828-863, 1985.
- (2) Joanny J.F. "Le mouillage - quelques problèmes statiques et dynamiques ", Thèse, Université P. et M. Curie Paris VI, 1985.
- (3) Sung N.H. et coll. "Surface Structure, Topology, and Liquid Wetting Behavior in Oriented Polymers" Polym. Eng. Scin. June 1989, Vol 29, N° 12 pp791-798.
- (4) Mathia T., Lantéri P., Longerey R. et Midol A., " Histoire d'une goutte de liquide isolant déposée sur une surface : influence de la topographie et de la physico-chimie", Le Vide, les Couches Minces, N° spécial, octobre 1988, pp 225-230.
- (5) Rivens Y. " Approche expérimentale de la dynamique d'étalement des gouttes en contact sur des surfaces solides" DEA, ECL, 1987.
- (6) Nayack K., "Some aspects of surface roughness measurement", *Wear*, 165-74, 1973.

## MISE EN EVIDENCE DE LA DUALITE ADHERENCE-FRAGILITE DES REVETEMENTS DE SURFACE

LAMY B., GAUTHIER C.

Laboratoire Matériaux. Groupe Polymères, Composites, Multimatériaux  
Ecole Nationale Supérieure de Mécanique  
1, rue de la Noë, 44072 NANTES Cedex 03

Lors d'investigations antérieures, une analyse de sclérométrie pendulaire effectuée sur des matériaux semi-fragiles massifs avait mis en évidence et permis de prévoir les mécanismes d'initiation de fissuration: un pénétrateur dont la géométrie simule la forme d'une aspérité abrasive est fixé à l'extrémité d'un pendule rigide. Sur la portion la plus basse de l'arc de cercle qu'il décrit, le pénétrateur engendre une trace abrasive sur un échantillon, plan horizontal et fixe. La longueur et la profondeur de la rayure obtenue peuvent être réglées en modifiant la position radiale du pénétrateur. L'énergie dissipée,  $E$  est déterminée en repérant la perte d'énergie potentielle du pendule de manière analogue aux essais de résilience par mouton de Charpy.

Utilisant des pénétrateurs semi-coniques, dont la face plane constitue la face d'attaque Lamy [1] observe une profondeur critique de transition,  $D^*$ , abrasion ductile-abrasion fragile. Cette profondeur de transition  $D^*$  est caractérisée par l'apparition de fissurations et d'éclats. Pour une vitesse donnée de rayure (2m/s), une température donnée (20°C), un frotteur donné (semi-conique, d'angle au sommet 90°, identique à celui décrit précédemment, la profondeur critique de transition  $D^*$  est fonction du rapport  $K_c/H$  et peut s'exprimer par [2] :

$$D^* = a (K_c/H)^m \quad 1,5 < m < 2 \quad a: \text{constante dimensionnelle}$$

L'essai de rayure est également couramment utilisé pour tester l'adhérence de dépôts [3]. Une rayure est effectuée à charge croissante jusqu'à ce que la fissuration du revêtement apparaisse, si ce dernier est semi-fragile. Le phénomène est identique à celui observé sur des échantillons massifs. Cependant, la charge critique de fissuration du revêtement est parfois utilisée pour caractériser les propriétés d'adhérence du revêtement ! Des essais de sclérométrie pendulaire ont donc été entrepris sur des revêtements semi-fragiles afin de discerner sur l'apparition des fissurations l'influence de la fragilité des revêtements (rapport  $H/K_c$ ) de celle des propriétés d'adhérence.

### 1 EXPERIMENTATION

Des rayures pendulaires ont été effectuées en utilisant un poinçon semi-conique du côté de sa face plane et du côté de sa partie conique. Un matériau modèle, aluminium revêtu de 0,05 mm de polyester a été testé. Les échantillons ont été préparés afin de présenter une bonne ou une mauvaise adhérence du revêtement sur le substrat. Des essais ont également été effectués sur le substrat seul et sur un échantillon massif de polyester, identique au revêtement. La morphologie typique des endommagements de la surface est indiquée Fig. 1.

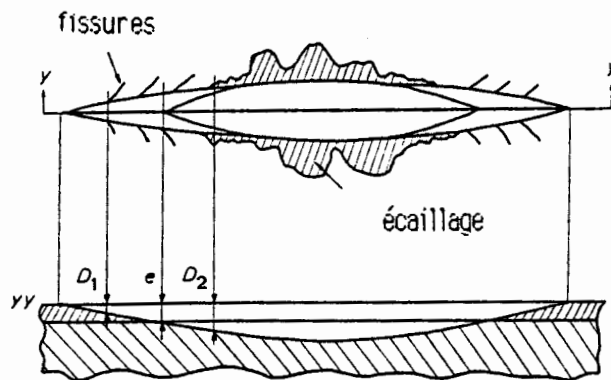


Fig. 1 : Aluminium revêtu de polyester , morphologie des endommagements

\* A faible pénétration, lorsque le poinçon raye uniquement le revêtement, une première profondeur critique de transition,  $D_1$ , apparaît. Elle correspond à l'apparition de fissuration latérale, sa valeur est identique à celle de  $D^*$ , profondeur de transition ductile-fragile observée sur l'échantillon massif de polyester : cette transition  $D_1$  dépend donc des propriétés intrinsèques  $H$  et  $K_c$  du revêtement.

\* Une seconde profondeur de transition,  $D_2$ , est observée lorsque le poinçon raye à la fois le revêtement et le substrat. Le revêtement s'écaille et le phénomène est généré par les écoulements latéraux plastiques du substrat, Fig. 2, qui tendent à repousser le revêtement semi-fragile. Ce dernier se fissure et se fragmente sur une surface  $S$ . Selon la géométrie du contact, la surface  $S$  évolue : lorsque la face d'attaque est la face plane du poinçon (processus de coupe), les écoulements latéraux de substrat sont faibles et l'écaillage du substrat est plus réduit que si la rayure est effectuée avec la partie conique du poinçon, ce qui génère d'importants bourrelets latéraux. Par ailleurs, le taux d'écaillage du revêtement (surface  $S$ ), est directement fonction de la qualité d'adhérence du revêtement :  $S$  est très importante dans le cas d'échantillons préparés pour présenter une faible adhérence.

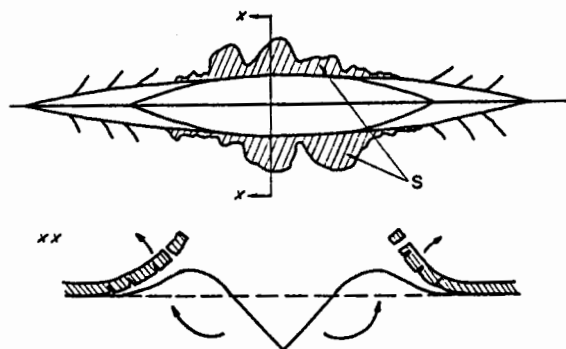


Fig. 2: Processus d'écaillage du substrat

## II ANALYSE

\* Dans le cas de matériaux homogènes ductiles ou semi-fragiles (aluminium ou polyester), le modèle de labourage plastique est applicable pour déterminer l'énergie dissipée lors du processus de formation de la rayure [4]. Dans le cas de labourage ou coupe, pour des essais pendulaires, l'énergie dissipée s'exprime par [5] :

$$E = A [ c^2 ( p + \pi s \operatorname{tg} \theta ) + 2 p ( 1 - M )^{1/2} ] \quad (1)$$

$A$  : volume du matériau déplacé  $A = L D^2 \operatorname{tg} \theta = 2 l D^{5/2} \operatorname{tg} \theta$   
 $c$  : constante géométrique  
 $p$  : dureté dynamique  
 $s$  : contrainte de cisaillement dynamique  
 $M$  : taux d'enlèvement de matière  $M = 1 - B/A$   
 $B$  : volume des écoulements plastiques latéraux  
 $2L$  : longueur de la rayure  
 $D$  : profondeur maximale de la rayure pendulaire  
 $l$  : longueur du pendule  
 $2\theta$  : angle au sommet de la partie conique du poinçon

Le terme  $2p(1-M)^{1/2}$  prend en compte le matériau déformé en sous-couche, important en cas de refoulement plastique ( $M \rightarrow 0$ ). En supposant que  $s \operatorname{tg} \theta \ll p$  et  $c \approx 2$ ,

$$E = 6 p A \quad \text{si } M \rightarrow 0 \text{ (poinçon conique)} \quad (2)$$

$$E = 4 p A \quad \text{si } M \rightarrow 1 \text{ (processus de coupe, face d'attaque plane)} \quad (3)$$

Pour les éléments du matériau modèle testé (aluminium et polyester massifs) les relations (2) et (3) conduisent en fonction de la géométrie du poinçon à:

$$\begin{array}{ll} \text{Aluminium: } E/A = 2 \text{ J/mm}^3 \text{ (semi-conique)} & E/A = 3 \text{ J/mm}^3 \text{ (conique)} \\ \text{Polyester: } E/A = 0,53 \text{ J/mm}^3 \text{ (semi-conique)} & E/A = 0,8 \text{ J/mm}^3 \text{ (conique)} \end{array}$$

\* Dans le cas d'aluminium revêtu de polyester, lorsque le poinçon abrasif raye à la fois le revêtement et le substrat, si on suppose une bonne adhésion,

$$E = 4 p_1 A_1 + 4 p_2 A_2 \quad \text{(poinçon semi-conique)} \quad (4)$$

$$E = 6 p_1 A_1 + 6 p_2 A_2 \quad \text{(poinçon conique)} \quad (5)$$

$A_1$ : volume de substrat déplacé  
 $p_1$ : dureté dynamique du substrat  
 $A_2$ : volume de revêtement déplacé  
 $p_2$ : dureté dynamique du revêtement

Si  $e$  est l'épaisseur du revêtement, pour le matériau modèle testé, les relations (4) et (5) conduisent à:

$$E = (2l)^{1/2} \operatorname{tg} \theta [ 0,53 D^{5/2} + 1,47 (D - e)^{5/2} ] \quad \text{poinçon semi-conique} \quad (6)$$

$$E = (2l)^{1/2} \operatorname{tg} \theta [ 0,8 D^{5/2} + 2,2 (D - e)^{5/2} ] \quad \text{poinçon conique} \quad (7)$$

Les valeurs expérimentales de  $E$  sont reportées Fig. 3 en fonction de la profondeur maximale  $D$  des rayures pendulaires effectuées et comparées avec les évolutions théoriques, relations (2), (3), (6) et (7). Résultats théoriques et expérimentaux sont en excellent accord.

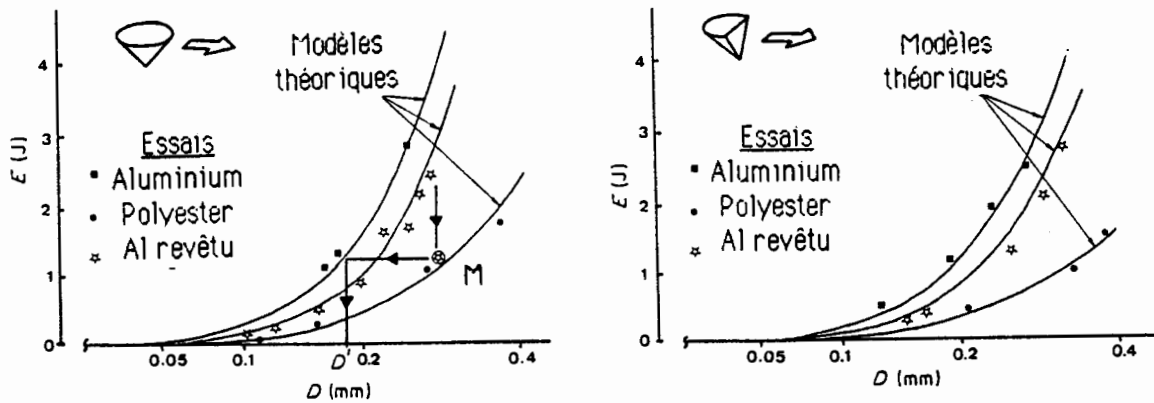


Fig. 3 : Evolutions  $E = f(D)$

\* Pour les faibles profondeurs ( $D < 0,05$  mm), le poinçon raye uniquement le revêtement, l'évolution  $E = f(D)$  est similaire à celle obtenue sur le polyester massif. Le rapport entre l'énergie dissipée pour des rayures effectuées avec poinçon conique et semi-conique (pour une même profondeur) est proche de 1,5 comme prévu par les relations (2) et (3).

\* Pour de fortes profondeurs de rayure, l'énergie est essentiellement consommée pour déplacer le matériau du substrat, et l'évolution  $E = f(D)$  est proche de celle obtenue pour l'échantillon massif d'aluminium.

\* Pour les profondeurs intermédiaires, et pour l'échantillon préparé en vue d'obtenir une bonne adhérence du revêtement, l'évolution  $E = f(D)$  est en accord avec les modèles théoriques relations (6) et (7).

\* Cependant, pour les échantillons présentant une faible adhérence, le revêtement s'écaille et se désolidarise très facilement du substrat en consommant très peu d'énergie : l'énergie consommée est alors plus faible que celle prévue par le modèle théorique, relation (6), (7) et est comparable à l'énergie nécessaire pour rayer uniquement le substrat sur une profondeur  $D' = D - e$ , point M.

### III CONCLUSION

\* L'influence de la fragilité du revêtement (profondeur  $D_1$ , fonction de ses propriétés intrinsèques  $H$  et  $K_c$ ) a été discernée de celle de ses qualités d'adhérence (profondeur  $D_2$  et surface écaillée  $S$ ). Dans le cas de revêtements réels, de par leur dureté  $H$  et leur ténacité  $K_c$ ,  $D_1$  est souvent du même ordre de grandeur que l'épaisseur  $e$ . Il est alors difficile de discerner  $D_1$  et  $D_2$ .

\* La comparaison de l'énergie spécifique mesurée avec sa valeur théorique permet de juger de la qualité des propriétés d'adhérence.

### REFERENCES

1. LAMY B. Effect of Brittleness Index and Sliding Speed on the Morphology of Surface Scratching in Abrasive or Erosive Processes. Tribology International, 17 n°1, pp 35-38, (1984).
2. LAMY B., BERLIE J. Brittleness Analysis of Ceramic and Polymeric Materials by means of Scratching Experiments. J. Mat. Sci. Letters, 3, pp1069-1070, (1984).
3. HINTERMANN H.E., LAENG P., STEINMANN P.A. Adhesion of PVD and CYD hard coatings. Proc. ISAT' 83, IPAT 83, Kyoto (1983).
4. BROESE VAN GROENOU A, VELDKAMP J.D.P. Grinding Brittle Materials. Philips Tech. Rev., pp 105-118, (1979).
5. LAMY B. Mode d'Enlèvement de Matière et de Déformation de Surface générés lors du Choc Abrasif d'une aspérité tronconique émoussée sur un plan. Mécanique Matériaux Electricité, 373, pp 27-32, (1981).

## CONCLUSION DU 26ème COLLOQUE ANNUEL G.F.R.

Nous avons saisi l'opportunité d'organiser notre 26ème Colloque "*Rhéologie des surfaces et des interfaces*" dans le cadre du 10ème Congrès Français de Mécanique, car cet aspect de la rhéologie trouve de nombreuses applications dans diverses branches de la Grande Mécanique.

En effet, la maîtrise des interfaces solide/solide, liquide/solide, liquide/gaz ou gaz/solide passe souvent par le compréhension de leurs interphases et de leurs rhéologies.

Il s'agit alors de mécanique physico-chimique, car elle opère avec les termes propres de la mécanique, lesquels décrivent des phénomènes dont l'origine est dans la physique et/ou la chimie de la matière.

Des branches entières de la mécanique y font appel de plus en plus souvent.

La rhéologie des surfaces et ses relations avec la rhéologie des volumes adjacents ou sous-jacents couvrent de nombreux domaines avec des enjeux industriels importants tels que :

- . peintures,
- . collages,
- . traitements physiques et chimiques des surfaces,
- . films minces,
- . frottement,
- . poudres,
- . colloïdes,
- . revêtements,
- . multimatériaux, matériaux hétérogènes, biomatériaux, etc..

En d'autres termes, ce sont les problèmes des interphases et des interfaces solide/liquide et le mouillage des solides, d'adhérence et de frottement solide/solide et liquide//solide, de délamination et d'adhésion des structures stratifiées, de tenue mécanique des couches minces...

Ces champs d'applications, très variés, se regroupent néanmoins autour de trois thématiques fondamentales.

- . mécanique physico-chimique des surfaces,
- . mécanique des milieux stratifiés en couches mince,
- . mécanique et rhéologie des interfaces et interphases.

Notre but a été de jeter un pont supplémentaire entre les utilisateurs de cette mécanique et les scientifiques dans un cadre large de la mécanique.

Si on se réfère aussi bien aux échanges durant le mini-colloque qu'aux demandes de nos voisins européens, il nous semble que nous ayons réussi.

T.G. MATHIA.