

## Sur une nouvelle approche du phénomène de fretting

K. DANG VAN (PALAISEAU), C. BATHIAS et P. BERNARD (COMPIÈGNE)

ON PRÉSENTE une nouvelle méthode d'étude du phénomène de fretting basée sur une analyse élastoplastique. Elle permet de bien corrélér les observations, notamment la profondeur à laquelle s'amorcent les microfissures en fonction des ondulations mesurées. Cette analyse est basée sur un algorithme de calcul élastoplastique stationnaire bien adapté pour étudier les grandeurs mécaniques induites par les glissements alternés des micro-contacts qui sont à l'origine du phénomène.

Представлено nową metodę badania zjawiska „frettingu” (zużycie powierzchniowe pod działaniem słabych uderzeń) opartą na analizie sprężysto-plastycznej. Jej wyniki wykazują dobrą zgodność z wynikami obserwacji dotyczących głębokości, w szczególności powstawania mikro-szczelin w funkcji zmierzonych oscylacji. Analiza ta opiera się na algorytmie obliczeń odkształceń sprężysto-plastycznych odpowiednio przystosowanym do badania wielkości mechanicznych wzbudzonych przez przemiennie poślizgi mikrokontaktów będące przyczyną zjawiska.

Представлен новый метод исследования явления „фреттинга” (поверхностный износ при действии слабых ударов), базирующего на упруго-пластическом анализе. Показывает он совпадение наблюдений, именно глубины, на которой наступает затухание микротрещины, в функции измеренных осцилляций. Этот анализ базирует на стационарном алгоритме упруго-пластических расчетов, приспособленном для исследования механических величин, возбужденных через переменные скольжения микроконтактов, которые являются причиной явления.

### 1. Introduction

LE FRETTING, appelé aussi usure sous faible débattement est un phénomène complexe encore assez mal connu. Cette usure qui se caractérise par une dégradation très rapide des états de surface diminue fortement la tenue en fatigue des chapes soumises à des chargements dynamiques. On peut notamment constater des phénomènes d'amorçage de microfissures en sous couche par déformation plastique excessive (photo de la Fig. 1): le matériau rendu fragile n'accomode plus les déformations imposées par la sollicitation; il se fragmente et évolue en général vers la formation de débris de plus en plus fins. C'est le "troisième corps", lit de poudre qui joue un rôle protecteur en assurant une certaine portance régulière, analogue à un film d'huile. Dans certaines circonstances, notamment lorsqu'elles rentrent dans une zone en tension, les microfissures peuvent au contraire continuer à se propager à l'intérieur du métal par un mécanisme de propagation de fissure en fatigue ce qui peut entraîner à terme la rupture brutale de la pièce. Il n'est pas possible d'étudier ce phénomène par les approches classiques de l'ingénieur qui conduisent à des niveaux de contrainte et de déformation trop faible pour pouvoir expliquer l'amorçage des fissures. Une première cause bien connue est l'existence des microcontacts: les surfaces polies, bien qu'apparaissant parfaitement planes, présentent en fait des ondulations qui sont fonction de l'usinage et du traitement dec surface de la pièce. A cause de celà, apparaissent des zones portantes

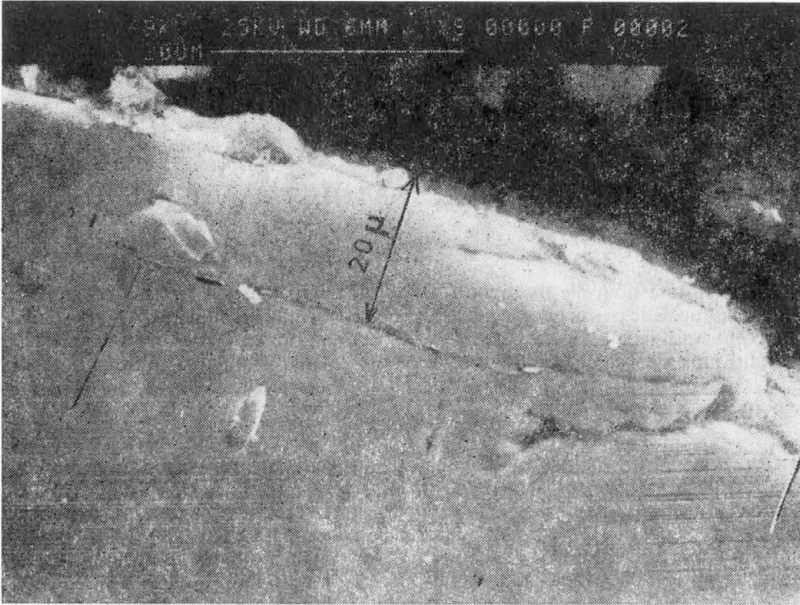


FIG. 1. Amorçage de fissures en sous couche.

très fortement chargées et des zones sans contact ou du moins nettement moins chargées. C'est un effet déjà bien connu des tribologues (1). Dans le cas de contact hertzien par exemple, on n'a pas en raison des microcontacts la distribution de pression théorique (Fig. 2a) mais une distribution perturbée (Fig. 2b) dont la moyenne est représentée par



FIG. 2. a) Distribution de pression théorique; b) Distribution réelle.

la Fig. 2a. Pour évaluer ensuite les grandeurs mécaniques induites par ces microcontacts, il est usuel d'utiliser les modèles de calcul élastiques. On présente dans ce travail une nouvelle méthode d'étude du phénomène de fretting en utilisant une *approche élastoplastique* qui permet de mieux corrélérer les résultats observés, en particulier la profondeur à laquelle s'amorcent les microfissures en fonction des mesures d'ondulation effectuées sur des chapes expérimentales.

## 2. Essais

Des essais de sollicitations dynamiques ont été réalisés sur des chapes en acier 30NCD16. Lors de ces essais, il apparaît des traces de fretting aux points de contact chape-axe. Ce phénomène provoque l'apparition de fissures qui ruinent prématurément la pièce. En vue

de l'interprétation quantitative du fretting, des mesures de profil ont été réalisées qui montrent des microondulations sur l'axe et la chape. Plusieurs mesures sont en fait effectuées sur deux chapes différentes afin d'une part d'obtenir des valeurs moyennes, d'autre part d'apprécier les variations de l'état de surface d'un même lot. On montre sur la Fig. 3

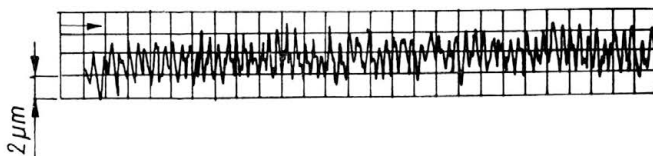


FIG. 3. Allure des relevés de profil.

l'allure d'un relevé. Différentes considérations sur l'allure du profil, notamment l'examen de la courbe d'Abbott, nous ont amené à adopter une modélisation en dents de scie émoussée suivant un rayon  $R$  représentée sur la Fig. 4. Connaissant la hauteur  $h$  du maximum du profil, il est possible d'estimer  $R$  à partir de la pente qu'on prend comprise entre 2 et 8 degré. Ceci nous donne un rayon de courbure de l'ordre de 130 à 180 microns.

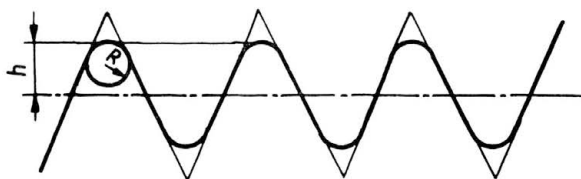


FIG. 4. Schématisation des micros ondulations.

Pour évaluer la répartition macroscopique de la charge entre l'axe et la chape, on suppose habituellement une répartition de pression parabolique. Cette charge est ensuite distribuée sur les microcontacts hertziens définis par les profils qu'on vient de déterminer. Au vue des charges appliquées sur les pièces étudiées, et en supposant en première approximation que la théorie de Hertz permet d'évaluer les rayons  $a$  des microcontacts, on obtient pour ceux ci des valeurs de l'ordre de 20 microns, taille qui correspond grosso modo à la profondeur où les microfissures s'initient. Or la théorie du contact élastique donne des contraintes de cisaillement maximum à une profondeur de  $0.3 a$ , ce qui est notablement plus faible que ce qui est observé. Le calcul élastoplastique que nous allons développer dans le paragraphe suivant permet d'obtenir des résultats plus réalistes en vue d'une interprétation quantitative du phénomène.

### 3. Analyse élastoplastique

#### 3.1. Principe de la méthode

Sous l'influence du chargement dynamique les microcontacts ne s'appliquent pas sur des zones fixes, mais glissent en fait sur une certaine plage. La difficulté est de reproduire dans le calcul les déplacements de ces charges car les conditions aux limites ne sont pas fixes. Si cette plage de glissement est notablement plus importante que les dimensions des

microcontacts, on peut supposer qu'on a un contact en mouvement stationnaire, éventuellement alternatif, sur un massif élastoplastique (Fig. 5). Pour évaluer les grandeurs mécaniques régnant dans le massif—contraintes  $\sigma_{ij}$ , déformation plastique  $p_{ij}$ — nous avons développé un algorithme de calcul élastoplastique stationnaire particulièrement adapté

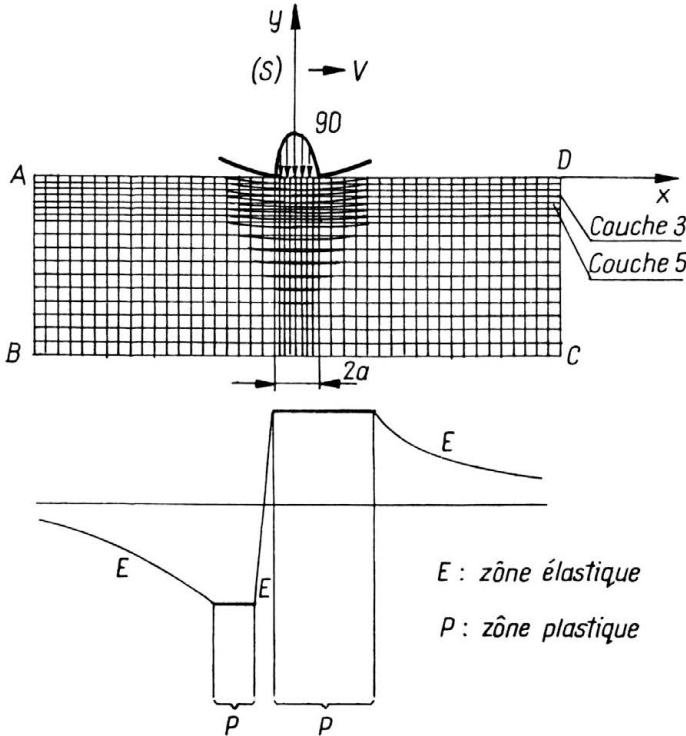


FIG. 5. Modélisation d'un micro-contact, discrétisation utilisée et schématisation de l'histoire d'un élément de volume sous le contact.

à l'étude du problème du contact (2). Il est pour l'instant implanté dans un code de calcul bidimensionnel. Des applications ont été déjà faites avec succès pour étudier les problèmes de fatigue de roulement (3). Par rapport aux algorithmes plus classiques — cf. par exemple (4) — celui-ci permet d'évaluer avec précision les grandeurs mécaniques à chaque cycle et de suivre ainsi leur évolution avec le nombre de cycles. Il est également possible de tenir compte d'un état initial non naturel. De cette façon il est possible d'étudier l'adaptation, l'accommodation et même le rochet plastique dus aux roulements dans différentes configurations.

### 3.2. Formulation du problème

Le massif est assimilé à une bande de hauteur  $H$  de grande longueur. Le contact se meut à une vitesse  $V$ . Le chargement, variable en axe fixe, est par contre stationnaire vis à vis d'un repère  $oxy$  lié au contact  $S$ . Si le comportement du massif est élastique sa réponse observée dans les axes mobiles  $Oxy$  est également stationnaire. Toutefois, dans le cas où

le matériau du massif est élastoplastique, cette réponse plus complexe nécessite une analyse plus complète: un élément de matière situé à une profondeur donnée, initialement élastique (le cas d'un état initial non naturel se traite comme on le verra plus loin sans difficulté) va progressivement entrer en régime plastique, puis se décharger élastiquement pour éventuellement se replastifier en décharge avant d'entrer dans la zone où il se comporte de façon purement élastique. Ce processus est également représenté schématiquement sur la Fig. 5.

Lors des autres passages le scénario est analogue mise à part l'existence d'un champ de déformation plastique  $\mathbf{p}(y)$  et des autocontraintes initiales  $\boldsymbol{\sigma}(y)$  dus aux passages précédents. Sous les passages répétés de la charge, on peut avoir trois situations:

adaptation: plus aucune déformation plastique ne se produit et les cycles de contraintes sont purement élastiques

accommodation: les déformations plastiques se produisent à chaque cycle mais elles sont stabilisées sur des trajets définis

rochet plastique: il n'y a pas de stabilisation des déformations plastiques.

Si on choisit d'observer ces phénomènes dans le repère mobile  $Oxy$ ,  $A$  désignant une grandeur liée à la matière, nous avons:

$$\dot{A} = \frac{dA}{dt} = -V \frac{dA}{dx}.$$

De plus, puisque la vitesse du chargement n'intervient pas en plasticité, on peut prendre  $V = 1$ .

Les conditions aux limites dans le repère mobile s'expriment simplement. Par exemple dans le cas où on ne tient compte que des pressions hertziennes, on a sur la surface de contact:

$$q(x) = q_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad \text{pour } |x| \leq a, \quad y = 0,$$

$$= 0 \quad \text{pour } |x| > a, \quad y = 0,$$

où  $a$  désigne la demi-largeur de contact et  $q$  la pression maximale au centre.

Quant aux autres conditions aux limites, elles doivent le mieux possible être compatibles avec l'hypothèse de stationnarité du problème.

Notant par  $\mathbf{L}(\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{L}\boldsymbol{\epsilon})$  et  $\mathbf{M} = \mathbf{L}^{-1}$  les matrices d'élasticité, le problème se pose alors de la manière suivante:

1. L'état initial  $-\boldsymbol{\sigma}_0(y), \mathbf{p}_0(y)$  — est supposé connu quelque soit la profondeur  $y$ .  $\boldsymbol{\sigma}_0$  et  $\mathbf{p}_0$  doivent être:  $\mathbf{M}\boldsymbol{\sigma}_0 + \mathbf{p}_0$  — cinématiquement admissible,  $\boldsymbol{\sigma}_0$  — autoéquilibré.

2. Trouver trois champs:  $\boldsymbol{\sigma}$  accroissement de contrainte,  $\mathbf{p}$  accroissement de déformation plastique,  $\boldsymbol{\epsilon}$  accroissement de déformation totale,

tels que:  $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{L}(\boldsymbol{\epsilon} - \mathbf{p})$ ,  $\boldsymbol{\sigma}$  soit statiquement admissible avec le chargement,  $\boldsymbol{\sigma}$  soit plastiquement admissible, i.e.  $f(\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}_0) < 0$ , en désignant par  $f$  la frontière d'élasticité actuelle.

$\boldsymbol{\epsilon}$  soit cinématiquement admissible avec les conditions aux limites en déplacement,  $\dot{\mathbf{p}}$  doit vérifier la condition de normalité, i.e.:

$$\dot{\mathbf{p}} = -\frac{d}{dx} \mathbf{p} = \lambda \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} (\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}_0) \quad \text{si } f(\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}_0) \geq 0,$$

$$= 0 \quad \text{si } f(\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}_0) < 0.$$

3.3. Algorithme de résolution

Le problème se résoud de façon incrémentale. On note par :

$\sigma^{el}$  et  $\epsilon^{el}$  la solution dans l'hypothèse d'un comportement purement élastique,  
 $\sigma^i, \epsilon^i, p^i$  les solutions à l'itération  $i$ ; en particulier  $\epsilon^{i-1}$  correspond à la solution du problème avec des déformations initiales  $p^{i-1}$ .

Afin que le calcul soit aisé, nous utilisons une discrétisation simple du massif (Fig. 5). Le maillage est formé de bandes horizontales et verticales. Ces dernières sont numérotées dans ce qui suit par  $1 \dots n, n+1, \dots$

Les étapes du calcul sont les suivantes :

a. On initialise  $\sigma$  et  $\epsilon$  en prenant  $\sigma = \sigma^{el}, \epsilon = \epsilon^{el}$ .

b. Par projection de  $\sigma_0 + L\epsilon^{i-1}$  sur le convexe d'élasticité actuel, on construit l'accroissement de déformation plastique  $dp^i$  lorsqu'on passe pour une profondeur donnée de l'abscisse  $x$  (verticale  $n+1$ ) à l'abscisse  $x+dx$  (verticale  $n$ ). Plus précisément, en désignant par :

$$\sigma' = L(\epsilon^{i-1}(n+1) - p^i(n)) + \sigma_0,$$

si  $f(\sigma') < 0$ , l'élément  $n+1$  n'est pas encore plastifié, on est en décharge élastique, alors  $p^i(n+1) = p^i(n)$ ; si  $f(\sigma') > 0$ , on a :

$$p^i(n+1) = p^i(n) + \lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma} (\sigma_0 + L(\epsilon^{i-1} - p^i)(n+1)).$$

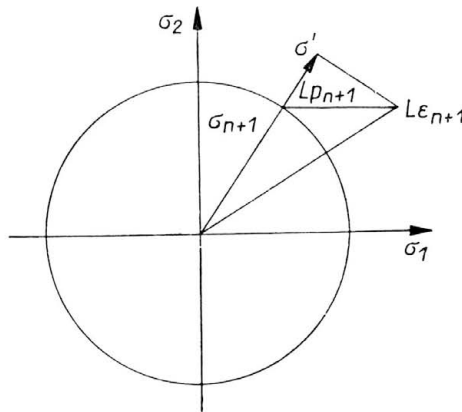


FIG. 6. Schéma de principe de projection en plasticité parfaite.

Le schéma de cette projection est donnée sur la Fig. 6 dans le cas de la plasticité parfaite et sur la Fig. 7 dans le cas du matériau écrouissable. Notons que cette projection est locale c'est à dire effectuée sur chaque élément fini et que la formulation est totalement implicite.

c. On résoud ensuite un problème élastique avec déformation initiale  $p^i$ , d'où on déduit  $\epsilon^i$  cinématiquement admissible et  $\sigma^i = L(\epsilon^i - p^i)$  statiquement admissible avec le chargement.

d. Il reste à vérifier que  $\sigma$  est plastiquement admissible, i.e.  $f(\sigma + \sigma_0) < 0$  en tout point. Si c'est le cas, la solution obtenue est la bonne. Sinon on revient à l'étape b avec le nouveau champ.

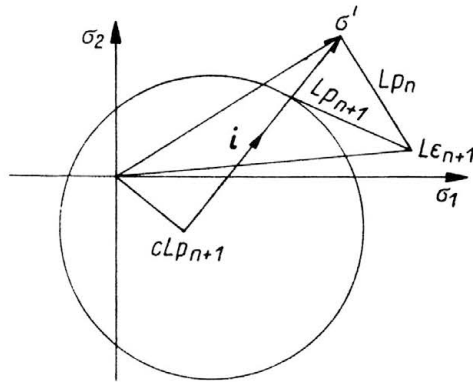


FIG. 7. Schéma de principe de projection avec écrouissage.

Les résultats pratiques intéressants sont les champs de déformation plastiques et les contraintes résiduelles définies à chaque instant par  $\sigma_0 + \sigma - \sigma^{el}$ .

La discrétisation du massif, schématisant une partie de la chape est représentée sur la Fig. 5.

Sur les bords  $AB$ ,  $BC$ ,  $CD$ , on impose des déplacements nuls. Le long de  $AD$  on impose la pression hertzienne sur la zone de contact de largeur  $2a$ . Pour plus de commodité, on prendra par la suite des unités sans dimensions; ainsi  $a = 1$ ; la pression maximum définie par  $q_0$  est mesurée en fonction de la limite élastique du matériau (noté  $\text{sig}_y$  et qui est pris par la suite égale à 100). On a également essayé de prendre en compte l'influence du frottement en imposant sur la surface du contact des contraintes tangentielles égales à  $f \cdot q(x)$ .

Les calculs ont été faits pour quatre charges différentes ( $q_0 = 5, 10, 15, 20 \text{ sig}_y$ ) sans tenir compte du frottement. Dans le cas de charge modérée ( $q = 5$ ), on a effectué les calculs pour  $f = 0, 0,5, 1$ . La loi de comportement choisie est à écrouissage cinématique linéaire, le module d'écrouissage  $c$  est pris égale à  $0.15\mu$ ,  $\mu$  étant le module d'élasticité en cisaillement du matériau. On note ici que la charge limite dans le cas où le matériau est parfaitement plastique est largement dépassée. Néanmoins nous n'avons pas eu de problème de convergence grâce à l'écrouissage.

## Résultats

A titre d'exemple, nous montrons sur les figures suivantes les résultats obtenus dans le cas de charge  $q_0 = 5 \text{ sig}_y$ ,  $f = 0$ , au bout du 5ème passage:

Figure 8 — Distribution de déformation plastique en fonction de la profondeur dans la chape. On voit que les déformations plastiques ne se produisent que sur une profondeur de  $2a$  (c'est à dire 2), le maximum se produisant au voisinage de  $a$ .

Figure 9 — Distribution des contraintes résiduelles en fonction de la profondeur. On note que  $\sigma_x$  ainsi que  $\sigma_y$  sont des compressions tandis que les autres contraintes sont pratiquement nulles.

Figure 10 — Distribution des contraintes autour de la charge en surface, sur la couche numéro 3 et sur la couche numéro 5 (on peut se reporter à la fig. 5 pour situer ces couches).

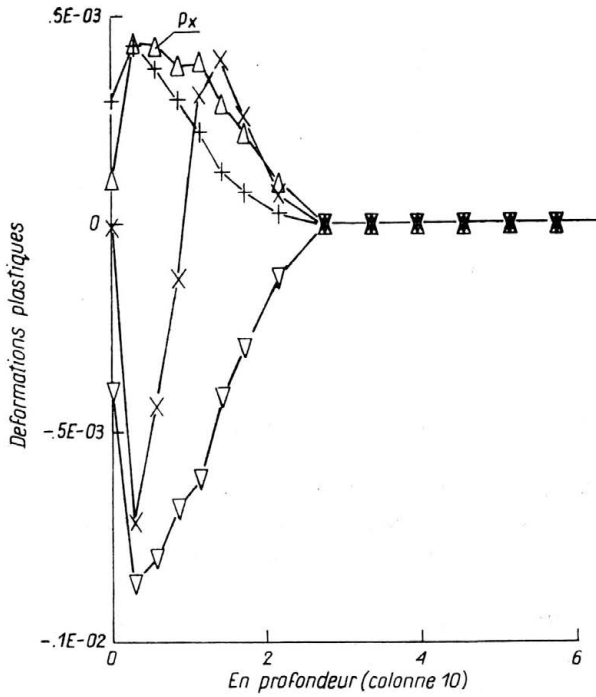


FIG. 8. Déformation plastique en fonction de la profondeur pour  $q_0 = 5 \text{ sig}_y$ ,  $f = 0$ .

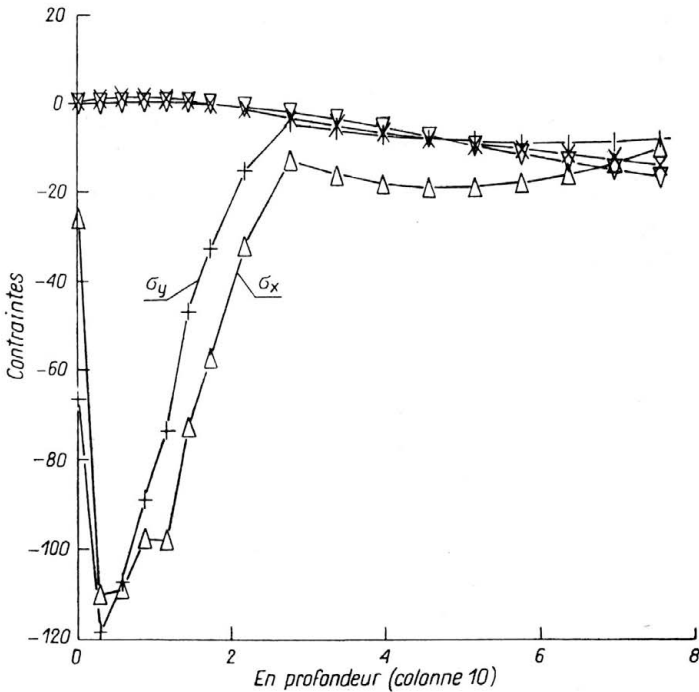
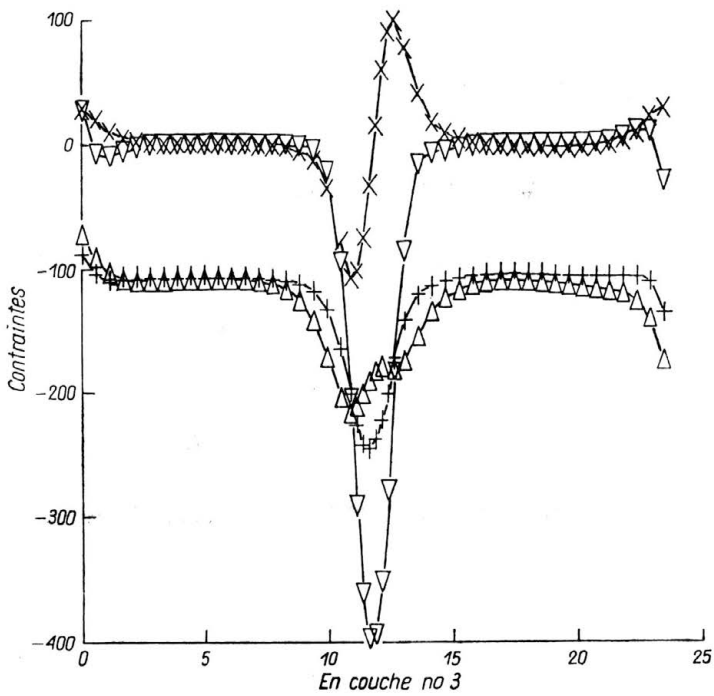
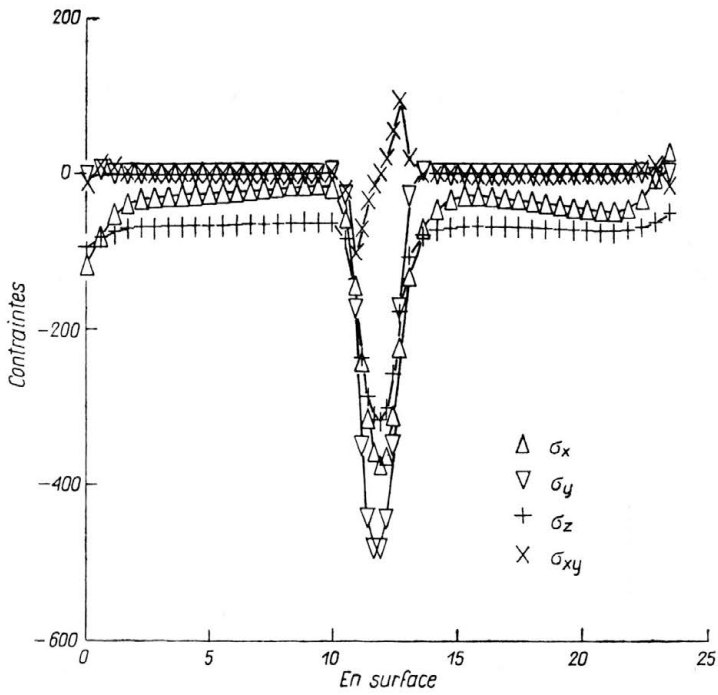


FIG. 9. Contraintes en fonction de la profondeur pour  $q_0 = 5 \text{ sig}_y$ ,  $f = 0$ .





(FIG. 10)

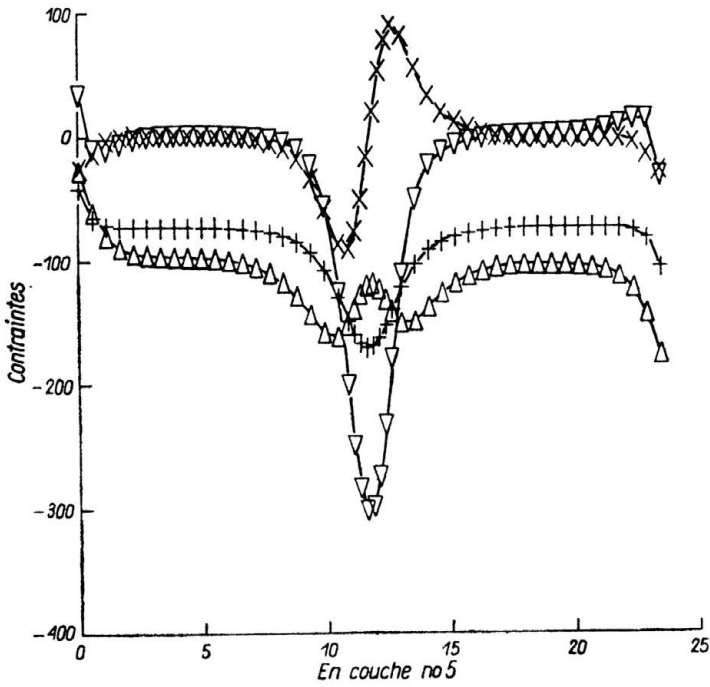
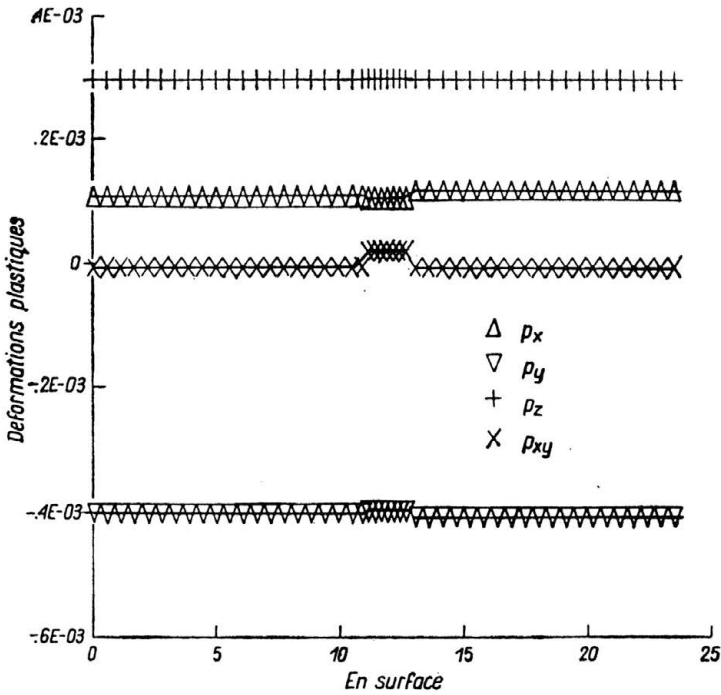


FIG. 10. Distribution des contraintes autour de la charge en surface, sur les couches n° 3 et 5 pour  $q_0 = 5 \text{ sig}_y$ ,  $f = 0$ ;  
 $\Delta - \sigma_x$ ,  $\nabla - \sigma_y$ ,  $+$   $- \sigma_z$ ,  $x - \sigma_{xy}$ .



(FIG. 11)

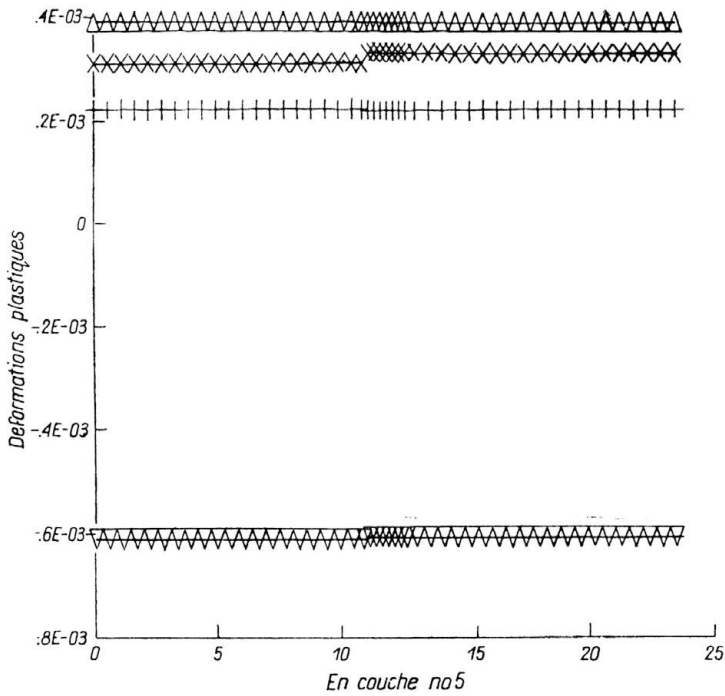
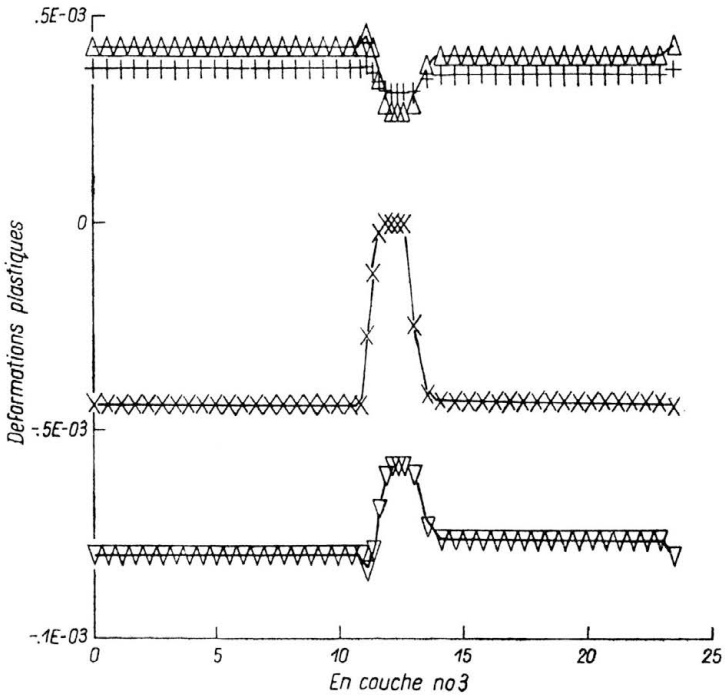


FIG. 11. Distribution des déformations plastiques en surface et le long des couches n° 3 et 5 pour  $q_0 = 5 \text{ sigy}$ ,  $f = 0$ .

Cette distribution n'est pas valide aux deux extrémités: Les perturbations constatées sont dues aux conditions aux limites.

Figure 11 — Distribution des déformations plastiques en surface, le long de la couche numéro 3 et de la couche numéro 5. On voit notamment sur ces courbes que l'on a un effet de rochet plastique sur la couche 3 car les déformations plastiques, constantes lorsqu'on est loin de la charge varient ensuite au voisinage de celle ci pour redevenir constantes mais à une autre valeur. Dans le cas de la surface et de la couche 5, on a accommodation plastique car les déformations plastiques se stabilisent sur des boucles: elles prennent pratiquement les mêmes valeurs à gauche et à droite, excepté pour la distorsion plastique  $p_{xy}$ .

En conclusion, on voit que pour cette charge, les phénomènes essentielles se produisent dans la couche numéro 3, couche située approximativement à une profondeur de  $0.7a$ . Pour des charges plus élevées, la profondeur critique augmente.

Le nombre élevé de calculs effectués ne nous permet pas de présenter en détail les différents cas étudiés. Les figures qui suivent et qui constituent une exploitation des résultats permettent néanmoins de comprendre cette dernière affirmation.

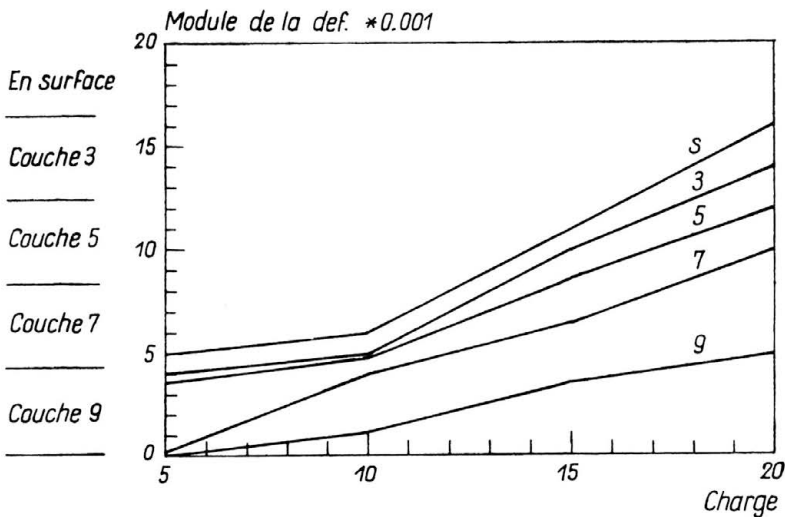


FIG. 12. Distorsion  $p_{xy}$  maximum en fonction de la charge ( $f = 0$ ).

Sur la Fig. 12, on a représenté la distorsion  $p_{xy}$  maximum en fonction de la charge sans tenir compte du frottement, et ceci couche par couche. On voit ainsi que pour  $q_0 = 10 \text{ sigy}$ , la couche 5 située à  $1.25a$  devient à son tour critique etc...

On peut constater, mais à un degré moindre, une tendance analogue sur la Fig. 13 où on a représenté le cisaillement  $\sigma_{xy}$  maximum en fonction de la charge et ceci couche par couche.

Une étude de l'influence du frottement a pu être faite. Cette influence se fait d'autant plus sentir que la couche en cause est proche de la surface. Les cisaillements maximums sont relevés au voisinage de la surface.

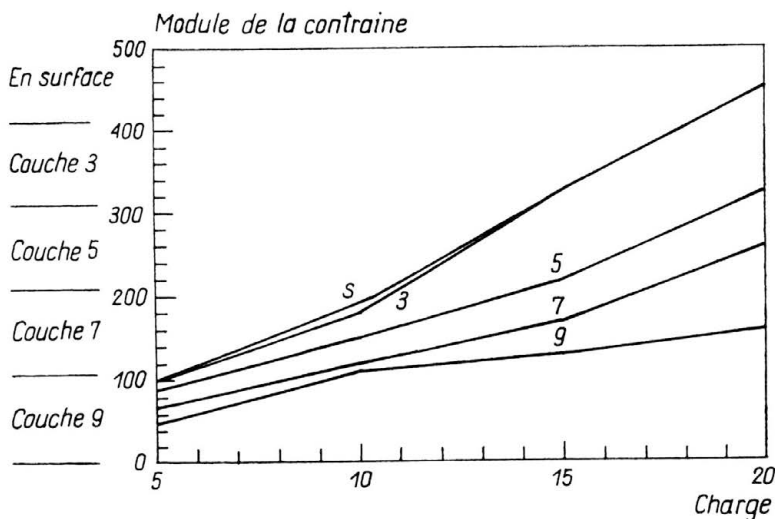


FIG. 13.  $\sigma_{xy}$  maximum en fonction de la charge ( $f = 0$ ).

En conclusion, nous disposons ainsi d'un nouvel outil pour étudier les problèmes d'usure de contact. L'analyse élastoplastique permet de bien corréler la profondeur d'initiation des fissures. Une étude quantitative du critère d'amorçage de fatigue plastique dû aux contacts pourrait être une prochaine étape.

### Bibliographie

1. D. BERTHE, L. FLAMAND, D. FOUCHER, M. GODET, *Micropitting in Hertzian contact*, J. Lubrification Technologie, vol. 102, 478-479, October 1980.
2. K. DANG VAN, G. INGLEBERT, J. M. PROIX, *Sur un nouvel algorithme de calcul de structure élastoplastique en régime stationnaire. Application à l'évaluation des contraintes résiduelles de roulement*, Actes du 3ème Colloque Tendances Actuelles en Calculs de Structures, Ed. Pluralis, pp. 387-400, Bastia, Novembre 1985.
3. K. DANG VAN, B. DERBOULE, R. Y. Deroche, R. CONTI, H. P. LIEURADE, *Etude du mécanisme de formation de l'écaillage des rails*, Mémoires et Etudes Scientifiques de la Revue Française de Metallurgie, Juillet-Ooût, pp. 363-374, 1987.
4. V. BHARGAVA, G. T. HAHN, C. RUBIN, J. Appl. Mech., 52/67, 52/75, March 1985.

ECOLE POLYTECHNIQUE, PALAISEAU  
et  
UNIVERSITE DE TECHNOLOGIE DE COMPIEGNE, FRANCE.

Received April 5, 1988.