



HAL
open science

Modèles micromécaniques de l'interface d'un système tribologique dans une approche thermodynamique de l'usure continue

Marta Dragon-Louiset

► **To cite this version:**

Marta Dragon-Louiset. Modèles micromécaniques de l'interface d'un système tribologique dans une approche thermodynamique de l'usure continue. *Mechanics & Industry*, 2000, 1 (1), pp.37-42. hal-00111295

HAL Id: hal-00111295

<https://hal.science/hal-00111295v1>

Submitted on 9 Nov 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial 4.0 International License

Modèles micromécaniques de l'interface d'un système tribologique dans une approche thermodynamique de l'usure continue

Marta Dragon-Louiset*

Laboratoire de mécanique des solides, CNRS-UMR-7649, École polytechnique, 91128 Palaiseau cedex, France

Cette étude s'inscrit dans une approche énergétique de l'usure de glissement proposant un modèle prédictif du phénomène. Concernant l'interface de deux corps soumis au contact et au frottement, elle cherche à caractériser un comportement moyen et homogénéisé du milieu granulaire, appelé troisième corps. Dans ce cadre, la description de ce milieu comme étant celle d'un fluide visqueux est proposée. On fait l'inventaire de lois de variation de la viscosité d'une suspension avec la fraction volumique des particules qu'elle contient, utilisables dans l'étude du troisième corps.

usure, contact, frottement, troisième corps, frontière mobile

1. INTRODUCTION

L'usure par contact de glissement et frottement se caractérise par une perte de matière et une altération des surfaces affectées difficiles à prévoir. Retardée parfois par la présence d'un lubrifiant, cette usure met en jeu des mécanismes très divers, allant de l'usure douce par fatigue au grippage, en passant par l'abrasion.

Dans une approche générale cherchant à mettre au point une démarche prédictive du phénomène, utilisant un outil de simulation numérique et la méthode des éléments finis, on propose un modèle d'un système soumis à l'usure. Cette approche permet d'évaluer la perte de matière à l'aide d'une analyse thermodynamique. Elle nécessite, pour son application, l'évaluation de la contribution énergétique du milieu constitué des particules détachées — dit troisième corps — à la dissipation totale.

La rhéologie du troisième corps est très délicate à déterminer, et dépend d'un grand nombre de données non seulement liées aux matériaux et au chargement, mais également à l'environnement et au mécanisme d'usure observé. Cependant, il suffit dans cette étude d'évaluer un comportement « moyen », au sens de la mécanique statistique, du milieu d'interface composé des déchets d'usure et d'un éventuel fluide (lubrifiant ou environnement particulier). Plusieurs de ces modèles sont proposés pour la description de l'usure dans le cas du cisaillement continu, i.e. stationnaire.

2. PRINCIPE DE L'APPROCHE THERMODYNAMIQUE

Cette démarche nécessite un développement basé sur la thermodynamique des processus irréversibles. Elle fait l'objet des références [3, 4]. On en trouvera ici

* dragon@lms.polytechnique.fr.

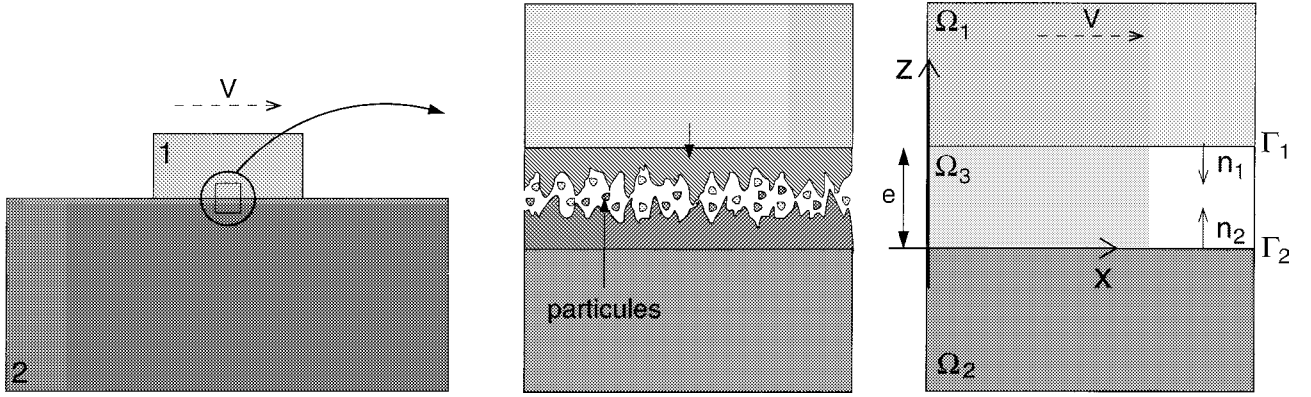


Figure 1. Système de deux corps en contact et leur interface.

un résumé nécessairement incomplet, mais dont figurent les points essentiels pour l'application à notre modèle.

Considérant un système tribologique assez général, composé des trois domaines (figure 1) (deux corps en mouvement relatif 1 et 2, et le troisième corps qui se forme entre eux) on écrit les lois classiques de la mécanique, en prenant en compte l'existence d'un flux de matière de 1 et 2 vers 3. Ce transfert de matière est un processus dissipatif, irréversible.

La face soumise au frottement d'un des solides en contact apparaît, à l'échelle microscopique, nettement dégradée (fissurée, oxydée). Le corps sain par ailleurs perd là progressivement de la matière, par rupture des micro-aspérités. On définit ainsi (figure 1) pour chacun des corps en contact deux zones, l'une saine Ω_i et l'autre dite d'élaboration, séparées par la surface Γ_i . Le domaine délimité par les surfaces Γ_i est Ω_3 . Sous l'effet de l'usure, les surfaces Γ_i évoluent; elles constituent des frontières mobiles [8] pour les matériaux sains. On notera \mathbf{n}_i la normale à Γ_i extérieure à Ω_i , et b_i^3 désignera la valeur de b dans Ω_3 près de Γ_i . Le mouvement des surfaces Γ_i résulte du détachement des particules emprisonnées, puis évacuées petit à petit dans l'interface.

L'analyse conduit à exprimer la dissipation dans l'interface Ω_3 assez simplement, moyennant trois hypothèses raisonnables qui sont la continuité des déplacements, des efforts normaux et de la température aux frontières Γ_i . On s'intéresse de plus au cas stationnaire bi-dimensionnel. Aux surfaces Γ_i sont associés des taux d'énergie dissipée, lesquels font finalement apparaître plusieurs contributions dans le bilan total de la production d'entropie linéique $\mathcal{W}_{(x)}$:

$$\mathcal{W}_{(x)} = \frac{v^1(g^1 - g_1^3)}{T^1} + \frac{v^2(g^2 - g_2^3)}{T^2} + \int_0^e \frac{1}{T^3} \left[(\boldsymbol{\sigma}^3 : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^3 - \rho^3 \dot{\psi}^3) - \mathbf{q}^3 \cdot \frac{\nabla T^3}{T^3} \right] dz \quad (1)$$

suivant Ox , où

$$g^i = \mathbf{n}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}^i \cdot \nabla \boldsymbol{\xi}^i \cdot \mathbf{n}_i - \rho^i \dot{\psi}^i$$

et

$$g_i^3 = \mathbf{n}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_i^3 \cdot \nabla \boldsymbol{\xi}_i^3 \cdot \mathbf{n}_i - \rho_i^3 \dot{\psi}_i^3 \quad (i = 1, 2)$$

Nous avons noté par g^i, g_i^3 ($i = 1, 2$), les taux linéiques d'énergie à dissiper sur Γ_i par Ω_i et Ω_3 . Ils dépendent de la contrainte $\boldsymbol{\sigma}^i$ dans les milieux sains, du gradient normal des déplacements $\nabla \boldsymbol{\xi}^i$, et de l'énergie spécifique interne $\rho^i \dot{\psi}^i$ des milieux Ω_i et des zones d'élaboration — et donc du tenseur complet des contraintes. v^i est la célérité de la surface de discontinuité par rapport à la matière. D'autre part, la contribution intégrale est la dissipation intrinsèque et thermique dans la partie centrale Ω_3 .

Un critère d'usure est ensuite postulé, déduit de cette analyse thermodynamique faisant apparaître le candidat naturel pour l'exprimer, c'est-à-dire g^i . Il repose sur l'existence d'un seuil énergétique g_s^i initial au-delà duquel il y a usure :

$$\begin{cases} \text{si } g^i - g_s^i < g_s^i, & \Omega_i \text{ ne s'use pas} \\ \text{si } g^i - g_s^i = g_s^i, & \text{il y a usure potentielle de } \Omega_i \end{cases}$$

Pour l'appliquer à un cas industriel donné, il faut évaluer la seconde contribution à l'énergie totale, c'est-à-dire celle du troisième corps. Les études micromécaniques

peuvent permettre de préciser les différents termes, suivant la nature et le système soumis à l'usure.

2.1. Remarques

Ainsi lorsqu'il y a usure continue du milieu Ω_i , on a le critère $g^i = g_s^i + g_i^3$ qui a une certaine similitude avec le critère de plasticité $\sigma = \sigma_0 + h(\epsilon^p)$, σ_0 : seuil d'écoulement initial, $h(\epsilon^p)$: terme d'écrouissage dépendant du paramètre interne, la déformation plastique. Le critère d'usure a également une similitude avec la rupture ductile, en terme du taux de restitution d'énergie, $G = 2\gamma + h(\Delta a)$. En rupture fragile $h(\Delta a)$ est nul (critère de Griffith), et en rupture ductile $h(\Delta a)$ est, selon la théorie de la courbe de résistance, une fonction croissante de la longueur de fissure. Dans l'usure, les termes g_i^3 sont couplés par la dissipation visqueuse. En effet, l'hypothèse de l'existence des seuils g_s^i constants revient à dire que :

(1) $(g^i - g_s^i)$ qui est la dissipation dans la zone d'élaboration F_i est de taux spécifique constant ;

(2) $(g_1^3 + g_2^3)$ est la puissance dissipée dans la zone cisailée centrale lorsqu'on y néglige le gradient thermique.

La somme $(g_1^3 + g_2^3)$ correspond à la dissipation totale dans le processus d'usure. Il est intéressant de noter deux cas particuliers de découplage :

- un des deux milieux est indéformable et inusable (1^{er} cas) ;
- les milieux 1 et 2 sont identiques (2^e cas) ;

pour lesquels on peut aisément relier g_1^3 ou/et g_2^3 à la dissipation de la zone centrale. En dehors de ces cas particuliers, on ne peut pas estimer indépendamment les

termes g_i^3 sans faire une analyse micromécanique de l'interface d'usure.

3. INTERFACE DU SYSTÈME

Il ne s'agit pas ici de déterminer la rhéologie du troisième corps. On cherche à appliquer le modèle du système soumis à l'usure décrit brièvement plus haut, où l'énergie de dissipation est le paramètre significatif sur lequel s'appuie notre critère. Pour cela, si le comportement exact de l'interface n'a pas besoin d'être connu (à supposer même qu'il puisse l'être), il suffit en revanche d'évaluer une moyenne dans le temps et dans l'espace de certaines grandeurs mécaniques relatives à cette interface. Des modèles simples « statistiques » ou « moyens » peuvent ainsi être adaptés à l'application considérée, suivant la présence ou non d'un fluide interstitiel, la taille des particules...

3.1. Structure de l'interface

Observant l'interface à une grande échelle, trois couches (figure 2) se distinguent, comme l'indiquent Berthier [1] et Georges [5] dans leurs travaux :

- (1) la zone d'élaboration de Ω_1 (matériau fissuré, aspérités) et les particules de Ω_1 emprisonnées, petit à petit diffusées dans la partie centrale ;
- (2) la partie centrale, où se mélangent les particules des 2 corps Ω_1 et Ω_2 ainsi qu'un éventuel fluide/lubrifiant, soumise au cisaillement dû au mouvement relatif de Ω_1 et Ω_2 ;
- (3) la zone d'élaboration de Ω_2 et les particules de Ω_2 .

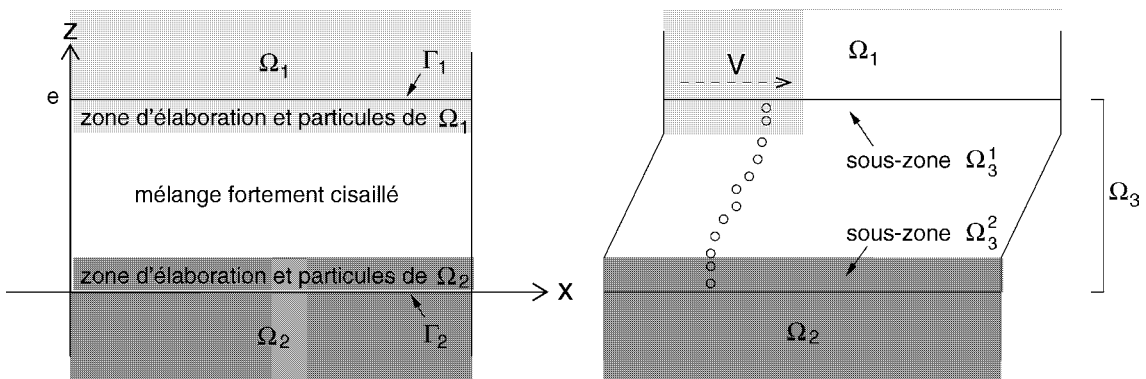


Figure 2. Interface du système tribologique.

Dans la partie droite de la figure (figure 2) ont été schématisées quelques particules. Georges [6] a étudié expérimentalement un modèle de bulles et a suivi le déplacement de quelques bulles initialement alignées, dans une expérience reproduisant un film cisailé entre deux surfaces en mouvement relatif. Cette expérience montre que les particules des deux couches superficielles ont un lent mouvement de diffusion vers la partie centrale, alors que celles du milieu sont décalées du fait du cisaillement.

3.2. Modèles micromécaniques de la zone d'élaboration

Ces modèles peuvent permettre de préciser les différentes contributions à l'équation (1) de production d'entropie. Il n'existe pas, à notre connaissance, de modèles généraux pour étudier la zone d'élaboration, faisant la transition entre le matériau sain i et le troisième corps fortement cisailé décrit par les expériences de Georges [5].

On peut penser qu'il s'agit de milieux « granulaires » denses, fortement contraints. Individuellement, les particules détachées restent emprisonnées par les aspérités adjacentes. Elles ont des déformations individuelles très fortes, microscopiquement parlant, mais considérées dans leur ensemble comme un milieu granulaire, leur déformation macroscopique est faible. Ces particules diffusent petit à petit vers la zone cisailée centrale.

La diffusion des particules de cette zone d'élaboration à la zone cisailée centrale est un processus irréversible. Comme il est suggéré précédemment, la variation de concentration φ_i de la phase i étant faible dans la sous-zone Ω_3^i (figure 2) et la déformation macroscopique du milieu granulaire de cette zone étant quasi-nulle, on peut utiliser une théorie simplifiée de diffusion stationnaire qui, en l'absence de force extérieure suppose un flux de diffusion de matière f_i de la forme : $f_i = -\eta \nabla \varphi_i$ (voir [7, p. 287]) avec φ_i la concentration de i .

3.3. Modèles micromécaniques de la couche cisailée

La partie centrale est un mélange tri-phasique (particules de Ω_1 , Ω_2 et air ou autre fluide—eau, lubrifiant. . .) qui s'écoule entre Ω_1 et Ω_2 . Semblable à un milieu granulaire plus ou moins dense, elle subit de forts efforts de pression et un grand cisaillement. La taille moyenne des particules, leur concentration volumique moyenne et le cisaillement sont trois paramètres à prendre en compte.

La fraction volumique totale des particules d'usure dans le mélange sera notée φ . Elle peut évoluer suivant z ou rester constante, sachant qu'alors φ_1 (particules issues de Ω_1) et φ_2 (de Ω_2) varient tout de même avec z , et que $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$.

Dans le cas d'une usure douce et stationnaire, la vitesse normale des surfaces Γ_1 et Γ_2 est très faible devant la vitesse relative de Ω_1 et Ω_2 , et donc celle de l'écoulement. On peut raisonnablement admettre que la fraction volumique en particules d'usure dans le mélange de la partie centrale reste faible. À une échelle plus petite, le comportement de cette couche homogénéisée peut être considéré comme celui d'un fluide visqueux, dont la viscosité dépend de φ et éventuellement de la vitesse de cisaillement. La déformation de ces particules n'est souvent pas prise en compte dans ce type de modèle et leurs interactions sont négligées.

Si les particules sont grosses par rapport à l'épaisseur du troisième corps et très déformées dans ce mélange, ou si elles s'écrasent les unes contre les autres, ce milieu ne pourra plus être décrit comme un fluide visqueux newtonien. Il faudra s'intéresser aux modèles de milieux granulaires qui permettraient de décrire jusqu'à une situation de grippage et de blocage du mouvement entre Ω_1 et Ω_2 .

La connaissance de la dissipation visqueuse repose sur l'évaluation du coefficient de viscosité du troisième corps. On dispose ainsi de plusieurs modèles possibles, dont voici quelques exemples simples, sans doute suffisants pour les applications.

3.3.1. Fluide compressible de Navier–Stokes, non parfait, isotrope, de viscosité η

Lorsque l'écoulement est stationnaire, parallèle à Ox (figure 2), les champs n'étant fonctions que de z , les équations de Navier–Stokes s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta(z) \frac{\partial}{\partial z} U_x^3 \right] = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

où U^3 désigne la vitesse dans la partie centrale de Ω_3 et p la pression. D'où, C étant une constante, un cisaillement de la forme :

$$\dot{\epsilon}_{xz}^3 = \frac{C}{2\eta(z)}$$

Cette solution permet d'estimer aisément la dissipation visqueuse.

3.3.2. Viscosité η du mélange, fonction de la concentration en particules φ dans le fluide de viscosité η_0

Pour des mélanges très dilués, on a la loi classique d'Einstein [7] :

$$\eta = \eta_0[1 + 2,5\varphi] \quad (2)$$

établie en considérant chaque particule isolée dans le fluide et de forme sphérique. Le coefficient 2,5 correspond à la forme sphérique des particules, mais est différent si les particules sont aplaties.

On peut étendre cette loi en appliquant le raisonnement d'un modèle auto-cohérent. Supposons que la viscosité $\eta(\eta_0, \varphi + \partial\varphi)$ d'un mélange contenant la concentration $\varphi + \partial\varphi$ de particules dans un fluide de viscosité η_0 , est celle du mélange de $\partial\varphi$ particules dans un fluide de viscosité $\eta(\eta_0, \varphi)$, contenant φ particules. L'auto-cohérence s'exprime par :

$$\eta(\eta_0, \varphi + \partial\varphi) = \eta(\eta(\eta_0, \varphi), \partial\varphi)$$

Prenant l'expression d'Einstein pour $\eta(\eta_0, \varphi)$, on obtient :

$$\eta = \eta_0 \exp(2,5\varphi) \quad (3)$$

Tenant compte cette fois des interactions entre particules deux à deux, la relation

$$\eta(z) = \eta_0[1 + 2,5\varphi + 6,2\varphi^2] \quad (4)$$

d'après Batchelor [2], est plus précise que celle d'Einstein, lorsque la solution subit un cisaillement peu élevé. Remarquons qu'en développant (3) pour de faibles concentrations au second ordre, apparaît le terme $3,1\varphi^2$ différent du $6,2\varphi^2$ de (4).

Quémada [2] propose la relation semi-empirique suivante :

$$\eta(z) = \eta_0[1 - \varphi/\varphi_{\max}]^{-2} \quad (5)$$

où φ_{\max} désigne la fraction volumique maximale des particules.

Voici dans la *figure 3* deux exemples d'empilement compact, avec les concentrations maximales des particules et les fractions volumiques de fluide correspondantes.

La *figure 4* permet de comparer les différentes courbes correspondant à ces modèles. On peut ainsi remarquer que jusqu'à $\varphi = 0,2$ le modèle d'Einstein semble suffisant pour le cas qui nous intéresse.

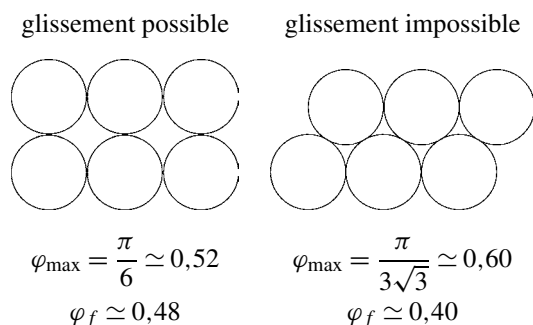


Figure 3.

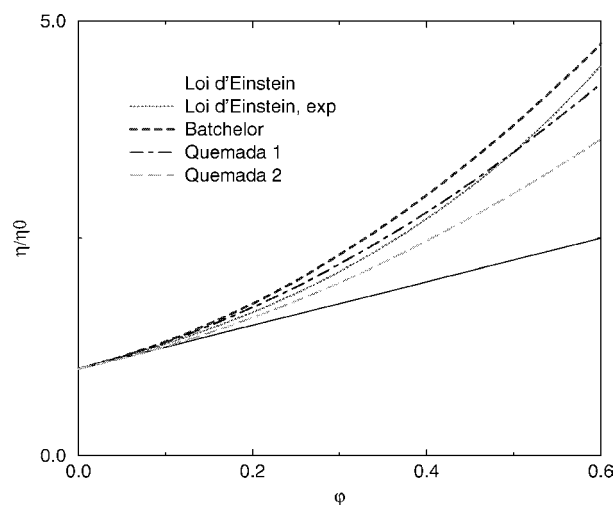


Figure 4. Viscosité relative en fonction de la fraction volumique des particules.

3.3.3. Évolution de la viscosité η en fonction de la vitesse de cisaillement $\dot{\epsilon}_{xz}^3$

La plupart des auteurs considèrent la loi d'Ostwald :

$$\eta(z) = \eta_0 + a(z)(\dot{\epsilon}_{xz}^3)^n \quad (6)$$

Avec des lois non-linéaires de ce type, on peut encore intégrer les équations de Navier-Stokes qui ne dépendent que de la variable z .

4. CONCLUSION

La littérature consacrée à l'usure offre essentiellement des observations et analyses phénoménologiques qu'il est délicat de transposer en dehors de leur contexte pour prévoir la tenue à l'usure d'une structure. La complexité

et l'abondance des couplages qui interviennent dans ces phénomènes décourage toute tentative de modélisation générale.

La présente analyse s'inscrit dans une approche où l'apparition d'un mécanisme particulier et la prise en compte des conditions de lubrification, corrosion... interviennent à travers des paramètres physiques identifiables dans un modèle global. Les idées simples présentées ici sont ainsi amenées à être enrichies par d'autres modèles applicables aux différents cas rencontrés, et permettant la mise en œuvre de l'approche thermodynamique de l'usure développée. Cette approche suggère le paramètre naturel à prendre en compte pour décrire le critère, le taux spécifique d'énergie à dissiper pour différentes parties du système, et l'évaluation de la dissipation dans le troisième corps à l'aide de modèles micromécaniques élémentaires. Les applications spécifiques du modèle dépassent le cadre de cet article et feront l'objet de publications ultérieures.

Remerciements

Cette étude, menée en collaboration avec le département MTC de la direction des Études et Recherches d'EDF, fait partie d'un travail de thèse se déroulant au laboratoire de mécanique des solides à l'École polytechnique, sous la direction de C. Stolz et de K. Dang Van. Je remercie tout particulièrement le professeur H.D. Bui

pour ses conseils et les discussions fructueuses qui sont à l'origine de ce travail.

RÉFÉRENCES

- [1] Berthier Y., Experimental evidence for friction and wear modelling, *Wear* 139 (1990) 77–92.
- [2] De Kruif C.G., Van Iersel E.M.F., Vrij A., Russel W.B., Hard-sphere colloidal dispersions: viscosity as a function of shear rate and volume fraction, *J. Chem. Phys.* 83 (9) (1985) 4717–4725.
- [3] Dragon-Louiset M., Stolz C., Approche thermodynamique des phénomènes liés à l'usure de contact, *C. R. Acad. Sci. Paris Serie Iib* 327 (1999) 1275–1280.
- [4] Dragon M., Stolz C., Constantinescu A., Approche énergétique et simulation de l'usure continue, in : Actes du quatrième colloque national en Calcul des Structures de Giens, 18–21 mai 1999, pp. 473–478.
- [5] Georges J.M., Millot S., Loubet J.L., Tonck A., Drainage of thin liquid films between relatively smooth surfaces, *J. Chem. Phys.* 98 (9) (1993) 7345–7359.
- [6] Georges J.M., Régimes limites et tribologie, *Le Courrier du CNRS* 71 (1988) 109.
- [7] Landau L., Lifchitz E., Mécanique des fluides, *Physique théorique* (tome 6), Mir, Moscou, 1989.
- [8] Pradeilles-Duval R.M., Stolz C., Mechanical transformations and discontinuities along a moving surface, *J. Mech. Phys. Solids* 43 (1) (1995) 91–121.
- [9] van der Werff J.C., de Kruif C.G., Hard-sphere colloidal dispersions: the scaling of rheological properties with particle size, volume fraction, and shear rate, *J. Rheology* 33 (3) (1989) 421–454.