



**HAL**  
open science

## Modèle multi-physiques par éléments discrets

Thibaut Champelovier, Mathieu Renouf

► **To cite this version:**

Thibaut Champelovier, Mathieu Renouf. Modèle multi-physiques par éléments discrets. 9e Colloque national en calcul des structures, CSMA, May 2009, Giens, France. hal-01413972

**HAL Id: hal-01413972**

**<https://hal.science/hal-01413972>**

Submitted on 12 Dec 2016

**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 4.0 International License

# Modèle multi-physiques par éléments discrets

## Applications à la modélisation du troisième corps

T. Champelovier et M. Renouf

Université de Lyon, CNRS, INSA Lyon, LaMCoS UMR5259, F-69621 VILLEURBANNE  
{Thibaut.Champelovier, Mathieu.Renouf}@insa-lyon.fr

---

**Résumé** — Lorsque deux corps sont en contact, on peut observer à l’interface l’apparition d’une couche hétérogène de quelques micromètres d’épaisseur, plus communément appelée troisième corps. Grâce à la modélisation numérique, on commence aujourd’hui à comprendre sa rhéologie, son rôle mécanique mais aussi thermique. Dans ce contexte, le présent travail propose d’étendre un outil de modélisation discrète aux phénomènes multi-physiques (mécanique, thermique et physico-chimie) et expose les premiers résultats de simulations appliquées aux écoulements de troisième corps.

**Mots clés** — NSCD, Tribologie, Troisième Corps, Thermique, Adhésion.

---

## 1 Introduction

Depuis les travaux de Godet [7] mettant en évidence une fine couche hétérogène séparant deux corps en contact soumis à une forte pression et une vitesse de cisaillement, il est difficile d’étudier un contact sans utiliser le concept de triplet tribologique proposé par Berthier [2]. L’idée principale est qu’on ne peut étudier un contact en négligeant l’une des trois échelles le caractérisant, à savoir le mécanisme contenant le contact, les corps en contact et l’interface. Cette dernière, baptisée troisième corps, correspond au milieu matériel présent au niveau de l’interface de contact. Elle permet de séparer les premiers corps [7], de transmettre la charge, d’accommoder les différences de vitesses [3] et d’évacuer la chaleur générée au moment du contact [14].

Sur le plan numérique, les méthodes par éléments discrets se sont imposées comme un outil indispensable pour modéliser le comportement des interfaces de contact, et ce à cause du caractère très hétérogène du troisième corps. Les études menées par Fillot et al [6] ont montré que ce type de méthode pouvait mettre en relation la rhéologie du troisième corps avec l’usure du contact. D’autres auteurs ont élargi la modélisation à la prise en compte de couplages multi-physiques faibles : électro-physico-chimique [13] et thermo-physico-chimique [14].

Cette étude propose d’étendre les précédentes méthodes par un couplage fort entre la mécanique, la thermique et la physico-chimie. L’approche s’appuie sur la méthode Non Smooth Contact Dynamics développée par Moreau et Jean [8]. Les phénomènes thermiques modélisés sont la dissipation d’énergie mécanique en énergie thermique et la conduction thermique entre les particules, à l’image du modèle Thermal Particle Dynamics proposé par Vargas [15]. Les phénomènes de radiation et de convection ne sont pas pris en compte car ils sont peu influents dans ce cadre d’étude. Le phénomène d’adhésion inter particules est également pris en compte ainsi que son couplage avec la température. Cette méthode est appliquée à la modélisation comportementale du troisième corps pour mieux comprendre le rôle thermique des interfaces de contact.

## 2 Description du modèle

### 2.1 Mécanique

Le cadre numérique de ce travail est l'approche Non Smooth Contact Dynamics mise en place par Moreau et Jean [8]. Sur le canevas numérique gérant la mécanique (schéma d'intégration de type  $\theta$  méthode et gestion implicite de l'ensemble des contacts) sont venues se greffer deux composantes : une thermique et une physico-chimique. L'approche présentée est implémentée au sein de la plateforme libre et ouverte LMGC90 (<https://www.lmgc.univ-montp2.fr/~dubois/LMGC90>). Le cadre mécanique n'est pas détaillée ici et le lecteur pourra se référer à la littérature pour plus de détails.

### 2.2 Conduction au contact

D'un point de vue global, le transfert thermique par conduction entre deux corps en contact est régi par l'état de surface des corps en contact (niveau d'aspérités) et la constriction des lignes de flux au niveau du contact. Les particules prises en compte dans cette étude étant de l'ordre du micromètre, on peut faire l'hypothèse que l'influence des rugosités est négligeable. En considérant seulement la constriction des lignes de flux au niveau du contact, le transfert thermique devient donc fonction de l'aire de contact entre les deux corps. En se basant sur le concept de conductance de contact, on peut écrire la puissance thermique échangée entre deux sphères  $i$  et  $j$  en contact sous la forme :

$$Q_{ij}^{cond} = H(T_i - T_j), \quad (1)$$

où  $H$  est la conductance de contact qui dépend de la conductivité thermique des matériaux et de l'aire de contact entre les deux solides [14, 15]. Ce modèle a été adapté au contact linéaire en deux dimensions (entre cylindres et non plus entre sphères) grâce aux travaux de Yovanovich [1]. On obtient ainsi une puissance thermique de transfert dépendante de la force de contact  $F$  :

$$H = 2k\sqrt{A} = 2k\sqrt{aL} = 2k \left( \frac{4FR^*}{\pi LE^*} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2)$$

où  $E^*$  est le module de Young effectif des particules en contact,  $R^*$  le rayon effectif du couple de particules,  $a$  étant la largeur du contact et  $L$  sa longueur (unitaire dans un modèle bi-dimensionnel).

### 2.3 Dissipation d'énergie au contact

Dans les milieux granulaires, lorsque des particules s'entrechoquent et frottent les unes sur les autres, de la chaleur est générée au niveau des contacts. Cette dissipation mécanique dépend principalement de la loi de contact utilisée. En utilisant une loi de choc mou avec des particules parfaitement rigides, on considère les collisions comme parfaitement inélastiques et on ne prend pas en compte les transformations plastiques. Ainsi les variations d'énergie cinétique dues aux chocs sont intégralement transformées en chaleur et réparties entre les protagonistes. Pour deux particules en contact, on peut écrire à partir de l'équation de mouvement :

$$\mathbb{M}^*(\mathbf{U}_{k+1} - \mathbf{U}_k) = \mathbf{P}, \quad (3)$$

où  $\mathbf{P}$  est la percussion,  $\mathbb{M}^*$  est la masse effective,  $\mathbf{U}_k$  et  $\mathbf{U}_{k+1}$  les vitesses relatives avant et après le choc. L'énergie dissipée au moment de cet impact peut alors être exprimée sous la forme :

$$E^{diss} = \mathbf{P} \frac{(\mathbf{U}_{k+1} + \mathbf{U}_k)}{2} = \frac{1}{2} \mathbb{M}^* (\mathbf{U}_{k+1}^2 - \mathbf{U}_k^2), \quad (4)$$

que l'on traduit sous la forme d'une puissance thermique :

$$Q_{ij}^{diss} = \frac{\mathbf{P}(\mathbf{U}_{k+1} + \mathbf{U}_k)}{2\Delta t}, \quad (5)$$

## 2.4 Stratégie de résolution et schéma d'intégration

L'évolution de la température est décrite par un schéma d'intégration de type  $\theta$ -méthode, avec une valeur de  $\theta$  égale à 0,5 pour que le schéma soit inconditionnellement stable. On peut donc écrire la température d'une particule  $i$  sous la forme :

$$T_i(t + dt) = T_i(t) + \theta \dot{T}_i(t + dt) dt + (1 - \theta) \dot{T}_i(t) dt, \quad (6)$$

Le calcul de  $\dot{T}_i(t + dt)$  prend en compte la conduction thermique et la dissipation d'énergie au contact entre les particules et est réalisé à l'aide des forces et des vitesses de contact :

$$\dot{T}_i(t + dt) = \frac{dT_i(t + dt)}{dt} = \frac{1}{\rho_i C_i V_i} \sum (Q_{ij}^{cond} + Q_{ij}^{diss}), \quad (7)$$

où  $Q_{ij}^{cond}$  représente la puissance thermique diffusée entre les particules et  $Q_{ij}^{diss}$  la puissance thermique dissipée au contact entre les particules,  $\rho_i C_i V_i$  étant la capacité thermique de la particule considérée. L'équation 7 utilise le fait que le rayon de contact est faible devant le rayon des particules et que les voisins de la particule  $i$  observent la même température. Ceci conduit à une condition sur le pas de temps [14, 15].

## 2.5 Phénomènes d'adhésion

À l'échelle microscopique, les phénomènes physiques mis en jeu sont différents de ceux dictés par la mécanique classique à l'échelle macroscopique. En effet, les particules sont si petites que la gravité devient négligeable devant l'influence des forces capillaires, chimiques ou même atomiques. Le troisième corps est un milieu très hétérogène, relativement sec par nature et constitué de particules de l'ordre du micromètre. Dans ce contexte, la seule prise en compte des forces adhésives dues aux énergies de surfaces des particules reste pertinente.

La loi de contact utilisée est une loi de contact cohésive unilatérale, dérivée du modèle de Maugis [11]. Cette loi de contact peut être traduite par une extension des conditions de Signorini classiques :

$$\delta - d_w \geq 0 \quad R_N + F_{adh} \geq 0 \quad (\delta - d_w) \cdot (R_N + F_{adh}) = 0, \quad (8)$$

où  $\delta$  représente l'interstice entre les deux corps,  $R_N$  la composante normale de la réaction locale,  $F_{adh}$  étant la force d'adhésion entre les particules et  $d_w$  la distance d'activation de la force adhésive [13]. Il est à noter qu'aucune loi n'est utilisée pour relier les vitesses et les efforts tangentiels, ce qui n'empêche pas d'avoir un effet tangentiel macroscopique grâce à la rugosité des parois [5].

Le paramètre  $F_{adh}$  intervenant dans la loi de contact peut évoluer au cours des simulations. Cette force adhésive est liée aux énergies de surfaces des particules et plus particulièrement à leur matériau et à leur rayon [9]. Dans cette étude, les particules ayant un rayon faiblement variable, on parlera directement d'adhésion WS pour chaque particule plutôt que d'énergie de surface. Ainsi, la force d'adhésion  $F_{adh}$  s'exerçant entre deux particules est donnée par :

$$F_{adh} = \frac{WS_1 \cdot WS_2}{WS_1 + WS_2}, \quad (9)$$

où  $WS_1$  et  $WS_2$  sont les forces adhésives relatives aux particules en contact. Le paramètre adhésion  $WS$  est quant à lui relié à la température des particules. En effet, on postule que l'adhésion entre les particules est un phénomène dépendant de la température. La fonction utilisée pour le potentiel adhésif  $WS$  correspond à :

$$WS = WS_{ini} + WS_{var} \cdot \tanh\left(\frac{T_{melt} - T}{T_{var}}\right), \quad (10)$$

où  $WS_{ini}$  est la valeur moyenne d'adhésion,  $WS_{var}$  l'amplitude de variation,  $T_{var}$  l'intervalle de température sur lequel s'opère la transition et  $T_{melt}$  la température de transition. Cette méthode permet de mettre à jour à chaque itération le paramètre adhésion de chaque particule en fonction de sa température [10].

### 3 Simulations numériques

#### 3.1 Échantillon

L'échantillon utilisé pour modéliser le troisième corps est une cellule de cisaillement de 100  $\mu m$  de longueur et de 50  $\mu m$  d'épaisseur, composé de 1331 particules en acier de rayon compris entre 0,8 et 1,2  $\mu m$ . Les conditions aux limites d'ordre mécanique qui sont appliquées sur l'échantillon sont une force de compression  $F_N$  de 10 N sur la paroi supérieure, une vitesse de cisaillement  $V_T$  de 2  $mm.ms^{-1}$  sur la paroi inférieure et une condition périodique dans le sens longitudinal. De plus, conformément aux recommandations faites par Richard et al [14], une condition aux limites d'ordre thermique est appliquée : une température nulle est imposée à une distance de 10 mm des premiers corps. On peut ainsi en déduire, grâce à un modèle linéaire, le transfert thermique qui s'effectue vers l'extérieur du système. Pour réaliser les simulations, les pas de temps ont été choisis dans l'intervalle de valeur [ $5 \cdot 10^{-7} ms$ ;  $2,5 \cdot 10^{-6} ms$ ] afin de respecter une condition d'interpénétration maximale pour tous les contacts entre particules de 1% du rayon moyen. Les simulations réalisées durent 0,5 ms.

#### 3.2 Résultats

De manière générale au sein des cellules de cisaillement, la rhéologie du troisième corps est très dépendante de l'adhésion entre les particules. Premièrement, l'adhésion inter particule a une influence sur le profil de vitesse des particules de troisième corps. Lorsque l'adhésion est faible, l'écoulement de particules de troisième corps s'apparente à un écoulement de Couette mais lorsque l'adhésion augmente, le profil de vitesse n'est plus linéaire. On observe des variations du gradient de vitesse à travers l'épaisseur. De plus, on remarque que l'adhésion a une influence sur le facteur de frottement global des échantillons (cf. figure 1(a)). Plus l'adhésion entre les particules est importante, plus le facteur de frottement augmente. Ces observations confirment la tendance observée par Richard et al [14] mais diffèrent légèrement du fait de la modélisation en deux dimensions.

En ce qui concerne les phénomènes thermiques, on remarque que l'adhésion entre particules a une influence sur les profils de température (cf. figure 1(b)). Plus l'adhésion est importante, plus la température du troisième corps augmente. Cette courbe peut être corrélée avec la figure 1(a). Si le facteur de frottement global augmente, cela signifie que le phénomène de frottement localisé entre les surfaces des premiers corps en contact génère plus de chaleur et que le troisième corps est donc plus chaud. De plus, l'augmentation de l'adhésion créant des porosités au sein de l'échantillon, l'épaisseur des cellules de cisaillement augmente et les profils de température deviennent disymétriques.

Lorsque l'on couple l'adhésion entre les particules avec la température, le facteur de frottement global n'est plus constant. Comme on peut le voir sur la figure 2(b), si l'adhésion diminue avec la

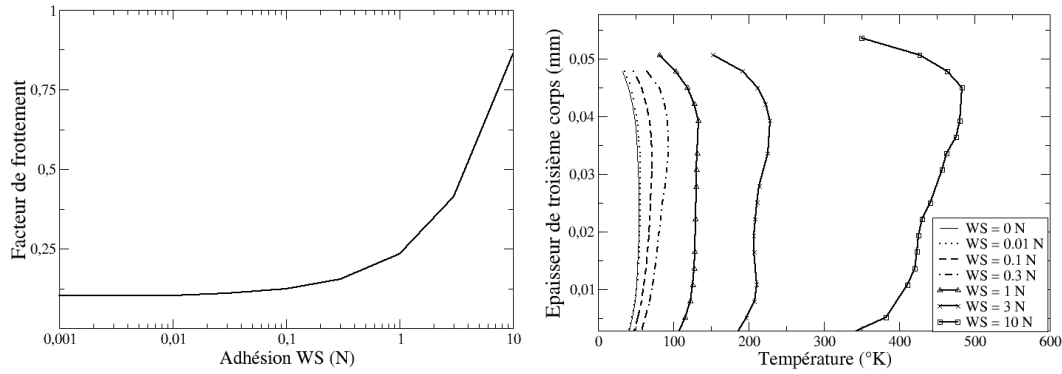


Figure 1 – (a) Variation du facteur de frottement en fonction de l’adhésion ; (b) Profils de température à travers l’épaisseur du troisième corps

température (courbe descendante), on observe une chute brutale du facteur de frottement lorsque la température d’activation est atteinte. En corrélant cette courbe avec la figure 2(a), on observe que seulement une faible partie du troisième corps atteint la température de transition de l’adhésion. L’accommodation des différences de vitesse se déroule ensuite exclusivement dans cette zone devenue non cohésive, le reste des particules formant un bloc de troisième corps plus cohésif. On observe en somme une liquéfaction partielle de l’interface de contact.

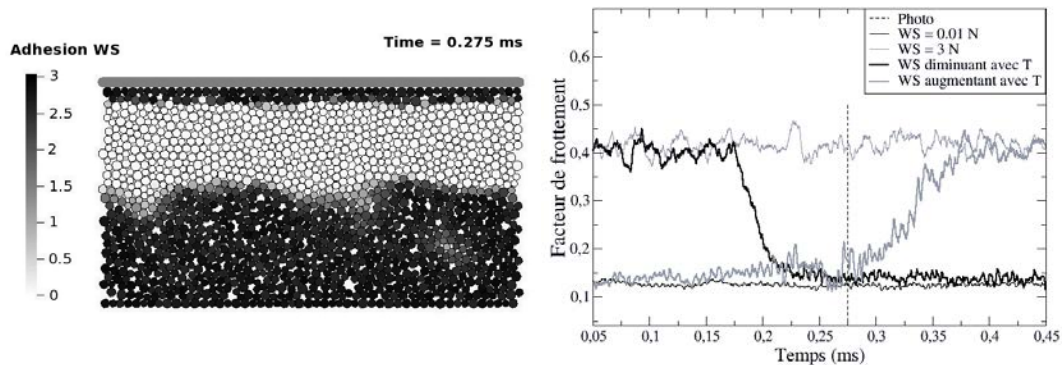


Figure 2 – (a) Adhésion WS des particules de troisième corps en liquéfaction ; (b) Variation du facteur de frottement avec l’échauffement du troisième corps

Dans le cas contraire, si l’adhésion augmente avec la température (cf. figure 2(a), courbe montante), le facteur de frottement global augmente plus progressivement. Cela est dû à une augmentation beaucoup plus généralisée de l’adhésion du troisième corps. Le troisième corps se solidifie intégralement et c’est une fois qu’il se forme un bloc central très cohésif que le facteur de frottement global commence à augmenter.

Ces simulations peuvent être comparées aux expériences menées par Myshkin et al [12] ainsi qu’à celles réalisées par Bowden et Tabor [4]. Tous ont mis en évidence la dépendance du facteur de frottement à la température du contact. Grâce au modèle utilisé, il est donc possible de reproduire des tendances observées expérimentalement.

## 4 Conclusion et perspectives

En tribologie, la difficulté d’instrumenter les interfaces de contact a longtemps empêché la compréhension des phénomènes régissant la rhéologie du troisième corps. Grâce aux outils nu-

mériques mis en place depuis une vingtaine d'années, notamment avec la méthode par éléments discrets, certains mécanismes de fonctionnement sont aujourd'hui mieux compris.

Cette étude met en évidence l'importance des aspects multi-physiques dans la modélisation du troisième corps et confirme les tendances observées par Richard [14]. Le couplage entre la thermique et la physico-chimie du troisième corps explique qualitativement des tendances observées expérimentalement [4, 12] et met à jour un nouveau phénomène pouvant engendrer des instabilités de contact.

Par la suite, il semble primordial d'acquérir une meilleure appréhension des phénomènes d'adhésion effectifs à cette échelle pour pouvoir s'intéresser à la modélisation du circuit tribologique global et à la détermination des débits d'usure [6].

## Références

- [1] A. Bejan, A.D. Kraus. *Heat Transfer Handbook*, Hoboken, N.J. : J. Wiley & sons, p. 261-393, 2003.
- [2] Y. Berthier. *Mécanismes et Tribologie*, Thèse, INSA de Lyon et Université Claude Bernard de Lyon, 1988.
- [3] Y. Berthier, L. Vincent, M. Godet. Velocity Accomodation Sites and modes in tribology. *Eur. J. Mech. A-Solids*, vol 11(1), p. 35-47, 1992.
- [4] F.P. Bowden, D. Tabor. *The friction and lubrication of solids*, Oxford University Press, Amen House, London E.C.4, p. 118-120, 1958.
- [5] F. da Cruz, S. Emam, M. Prochnow, J-N. Roux et F. Chevoir. Rheophysics of dense granular flows : discrete simulation of plane shear flows. *Phys. Rev. E*, vol 72, 2005.
- [6] N. Fillot, I. Iordanoff, Y. Berthier. Modelling third body flows with a discrete element method. *Tribol. Inter.* vol 40, p. 973-981, 2007.
- [7] M. Godet. The third body approach : a mechanical view of wear. *Wear*, vol 100, p. 437-452, 1984.
- [8] M. Jean. The non smooth contact dynamics method. *Compt. Meth. Appl. Mech. Engng*, vol 177, p. 235-257, 1999.
- [9] K.L. Johnson, K. Kendall, A.D. Roberts. Surface energy and the contact of elastic solids. *Proc. R. Soc. London, Ser A*, 324, p. 301-313, 1971.
- [10] S. Luding, K. Manetsberger, J. Mullers. A discrete model for long time sintering. *J. Mech. Phys. solids*, vol 53, p. 455-491, 2005.
- [11] D. Maugis. Adhesion of spheres : The JKR-DMT transition using a dugdale model. *J. Colloid. Interface Sci.*, vol 150, p. 243-269, 1992.
- [12] N.K. Myshkin, M.I. Petrokovets, A.V. Kovalev. Tribology of polymers : adhesion, friction, wear, and mass-transfer. *Tribol. Inter.*, vol 38, p. 910-921, 2005.
- [13] M. Renouf, N. Fillot. Coupling electrical and mechanical effects in discrete element simulations. *Int. J. Numer. Meth. Engng*, vol 74(2), p. 238-254, 2008.
- [14] D. Richard, I. Iordanoff, Y. Berthier, M. Renouf, N. Fillot. Friction coefficient as a macroscopic view of local dissipation. *J. Tribol.*, vol 129, p. 829-835, 2008.
- [15] W.L. Vargas, J.J. McCarthy. Heat Conduction in Granular Materials. *AIChE Journal*, vol. 47, No. 5, p. 1052-1059, 2001.