



HAL
open science

Rôle des rugosités et des plaques portantes dans un modèle discret d'interface de contact d'un système de freinage

Viet-Dung Nguyen, Jean-François Brunel, Vincent Magnier, Philippe Dufrénoy, Patrice Coorevits

► To cite this version:

Viet-Dung Nguyen, Jean-François Brunel, Vincent Magnier, Philippe Dufrénoy, Patrice Coorevits. Rôle des rugosités et des plaques portantes dans un modèle discret d'interface de contact d'un système de freinage. 11e colloque national en calcul des structures, CSMA, May 2013, Giens, France. hal-01722058

HAL Id: hal-01722058

<https://hal.science/hal-01722058>

Submitted on 2 Mar 2018

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.

Public Domain

Rôle des rugosités et des plaques portantes dans un modèle discret d'interface de contact d'un système de freinage

Viet-Dung NGUYEN¹*, Jean-François BRUNEL², Vincent MAGNIER², Philippe DUFRENOY², Patrice COOREVITS¹

¹ Université de Picardie Jules Verne, Eco-PRocédés, Optimisation et Aide à la Décision, (EPROAD EA4669), IUT de l'Aisne, 48 rue d'Ostende, F-02100 Saint-Quentin, France. E-mail : vietdung.nguyen@u-picardie.fr

² Université Lille Nord de France, LML CNRS, UMR 8107, F-59650 Villeneuve d'Ascq, France.

* Auteur correspondant

Résumé — L'objectif de cette étude porte sur la dissipation d'énergie par frottement à l'interface de contact d'un système de freinage. La nature discontinue de cette interface est représentée par une couche granulaire. La chaleur générée se dissipe dans les premiers corps modélisés par deux blocs solides suivant un partage dépendant de l'interface. Ce couplage micro-macro « modèle » vise à déterminer la résistance thermique équivalente à travers l'interface disque/garniture. Nous analysons l'influence des rugosités et des agglomérats sur la génération de chaleur.

Mots clés — freinage, DEM, rugosité, plaques portantes

1. Introduction

En dépit des avancées récentes dans le domaine du contact glissant [3], particulièrement des modèles discrets du système de freinage [2], les questions ouvertes restent nombreuses quant aux sollicitations effectives au contact. Cette difficulté provient de la méconnaissance des phénomènes de couplage entre le comportement tribologique, mécanique et thermique ainsi que l'aspect multi-échelles, thermique notamment, de la génération de chaleur locale à la dissipation thermique volumique [6]. D'un point de vue tribologique, la taille réelle de la surface de contact est fortement réduite par rapport à la surface apparente. Le phénomène d'accommodation de la vitesse a été observé dans [1].

Cette étude a pour but de montrer que l'accommodation des vitesses et l'essentiel de la dissipation générée pourrait avoir lieu dans une couche de nature discrète située entre le disque et la garniture. La formation et la dynamique des plaques est essentielle dans la localisation de cette couche intermédiaire et s'avère très complexe, avec fragmentation et formation de nouvelles vallées où des particules sont piégés, agglomérés puis compactées pour former de nouvelles plaques. Ces phénomènes interagissent avec les phénomènes de localisation à l'échelle macroscopique des premiers corps [5].

Nous supposons que l'énergie mécanique est principalement convertie en chaleur. La difficulté se trouve dans la localisation effective de la génération de chaleur et la différence de température entre les premiers corps en contact (disque-garniture) due à une interface non-continue (troisième corps)... [7]. D'un point de vue numérique, cette discontinuité de transferts thermiques est généralement modélisée par l'introduction d'une résistance thermique ou par l'introduction d'une couche solide représentée de troisième corps [4]. Néanmoins, les paramètres de ces modèles sont difficiles à identifier. L'idée de cette étude est de déterminer des propriétés thermiques (notamment la résistance thermique) de cette interface de contact disque/garniture par l'étude des phénomènes activés aux échelles microscopiques grâce à l'approche des milieux discrets.

2. Modèle d'interface discrète d'un système de freinage

Ce papier présente un modèle d'évolution 2D d'interface de contact, basé sur le circuit tribologique pour des applications de freinage automobile et ferroviaire [8].

Le système étudié est constitué d'un disque et d'une garniture avec une couche intermédiaire granulaire. Le premier corps inférieur est maintenu en mouvement à la vitesse V_0 . Le système est comprimé en imposant une charge verticale F sur le premier corps supérieur (Fig. 1). Des conditions de périodicité géométriques sont imposées aux limites. La rugosité des parois est modélisée en assemblant des grains de même caractéristique que les particules en mouvement.

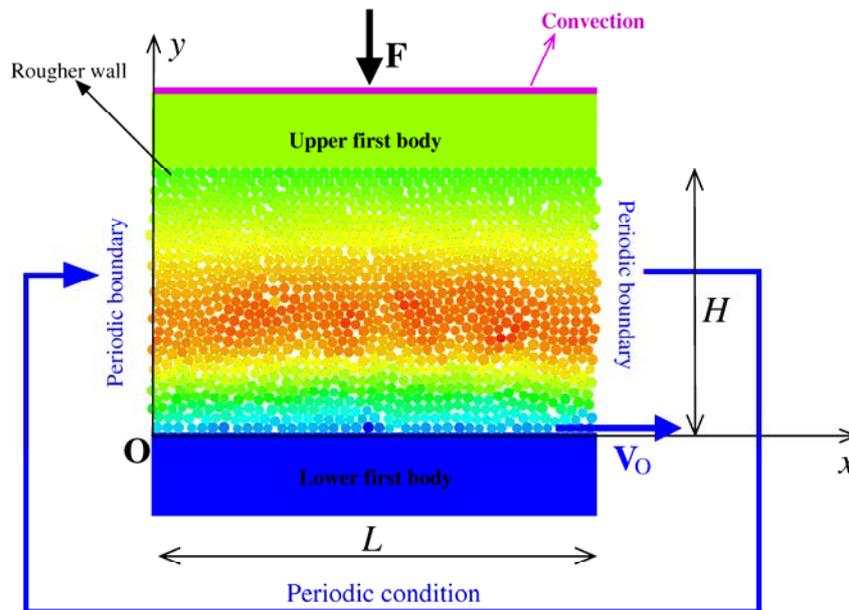


Fig. 1. Modèle du système de freinage.

Les calculs mécaniques se font par un code de calcul basé sur la Méthode des Éléments Discrets (DEM) dont l'originalité consiste à utiliser comme solveur le bipotentiel de contact [10]. Nous nous limitons ici au cas "simple" de particules sphériques non-déformables et non-pénétrables. Le cycle de calcul est un algorithme de type "pas à pas" qui requiert la répétition d'un schéma de résolution. L'équation du mouvement est discrétisée en temps via un schéma d'intégration temporelle. Au début de chaque cycle de calcul, les interactions entre particules sont déterminées à partir de la position des particules. En effet, ces interactions se forment et disparaissent au cours de la simulation en fonction des positions relatives des particules, et de la portée des interactions. Une fois les interactions repérées, on applique une loi d'interaction entre les particules. Pour un milieu particulaire, on applique à chaque contact entre deux particules une loi de type force-déplacement qui permet de calculer les intensités des forces de contact résultantes à partir du mouvement relatif des deux particules et du modèle constitutif utilisé. Lorsque toutes les forces de contact ont été évaluées, que les forces et moments résultants sur chaque particule ont été calculés, on résout l'équation du mouvement pour déterminer et mettre à jour les nouvelles positions et vitesses des particules.

Masse volumique	ρ	7840	kg/m ³
Conductivité thermique	λ	43.5	W/(mK)
Capacité thermique	C_p	440	J/(kg K)
Coefficient de transfert thermique par convection	h	20	W/m ² K

Tableau 1. Propriétés du disque.

Les propriétés du premier corps inférieur (représenté le disque) sont présentées dans le Tableau 1. Nous supposons que la garniture et les troisièmes corps ont les mêmes caractéristiques (Tableau 2). Le passage entre le modèle 3D et le modèle proposé nécessite d'adapter les caractéristiques des matériaux (masse volumique, coefficient de convection).

Nombre de particules		1200	
Diamètre moyen		1.0	μm
Hauteur du 3 ^{ème} corps	H	12	μm
Longueur	L	20	μm
Hauteur de la garniture		9.0	mm
Hauteur du disque		18.0	mm
Masse volumique	ρ	2500	kg/m ³
Coefficient de Poisson	ν	0.29	
Module de Young	E	196	GPa
Coefficient de frottement	μ	0.3	
Conductivité thermique	λ	5.0	W/(mK)
Capacité thermique	C_p	900	J/(kg K)
Coefficient de transfert thermique par convection	h	60	W/m ² K

Tableau 2. Propriétés de la garniture et du troisième corps.

3. Transferts thermiques dans un système discret de freinage

3.1. Génération et propagation de chaleur sur l'interface granulaire

Le transfert thermique au niveau de particules peut être décomposé en deux parties principales. D'une part, la génération de chaleur par frottement à l'interface où nous supposons que la puissance des forces de frottement se transforme intégralement en énergie thermique ($\Phi_\mu = \dot{u}_t r_t$, où \dot{u}_t représente la vitesse de glissement, r_t la réaction tangentielle). Cette chaleur générée par le frottement se répartit dans les deux corps en contact avec conduction de la chaleur, due à la différence de température ΔT entre deux solides [9]. La forme la plus répandue du flux de chaleur par conduction : $\Phi_C = H_C \Delta T$ où H_C est la conductance thermique.

La dynamique du transfert de chaleur d'un corps Ω_i , en considérant qu'il est en contact avec α particules voisines Ω_j est donnée par l'expression (1) :

$$m_i C_{P_i} \frac{dT_i}{dt} = \sum_1^\alpha \left(H_C^{ij} (T_j - T_i) + \beta_{ij} \dot{u}_t r_t \right) \quad (1)$$

où m_i est la masse, C_{P_i} la capacité thermique de la particule, β_{ij} le coefficient de répartition de la chaleur (0.5).

En concordance avec les études expérimentales [10] et numériques [9] concernant les transferts thermiques d'un écoulement granulaire rapide, nous considérons que la conductance effective H_C est constituée d'un premier terme statique déterminé par la théorie de Hertz [9] et un deuxième terme proportionnel au taux de cisaillement.

$$H_C = H_0 + b_C \frac{V}{H} \quad (2)$$

où b_c est une constante qui dépend du taux de cisaillement. La conductance thermique selon la théorie de Hertz est estimée par :

$$H_0^{ij} = 2\lambda \left(\frac{8r_n^{ij} a^*}{\pi E^*} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3)$$

avec a^* le rayon effectif, r_n la réaction normale au contact et E^* le module d'Young effectif.

L'équation (1) suppose que la température de chaque particule est homogène. Il est donc nécessaire de vérifier que la résistance du flux de transfert au sein de chaque particule est significativement inférieure à la résistance de deux particules en contact. Cette condition est représentée par le nombre adimensionnel appelé nombre de Biot (Bi) [9].

Notons aussi que le schéma explicite est stable sous la condition CFL suivante: $\frac{\Delta t \cdot H_C}{mC_p} \ll 1$.

3.2. Transferts thermiques dans les premiers corps (disque, garniture)

Dans notre modèle, nous supposons que le flux de chaleur dans la direction Ox est négligeable par rapport au flux sortant de la surface (direction Oy). L'équation de l'évolution de la température s'écrit donc :

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial^2 y} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4)$$

Nous définissons des bandes longitudinales de longueur L et de hauteur homogène Δy , qui traversent les premiers corps. Le développement en différences finies centrées nous permet d'écrire :

$$\frac{T_{j+1}^t - 2T_j^t + T_{j-1}^t}{\Delta y^2} = \frac{\rho C_p}{\lambda} \frac{T_j^{t+\Delta t} - T_j^t}{\Delta t} \quad (5)$$

où $T_{j-1}^t, T_j^t, T_{j+1}^t$ représentent respectivement les températures aux nœuds $j-1, j$ et $j+1$ (Fig. 2).

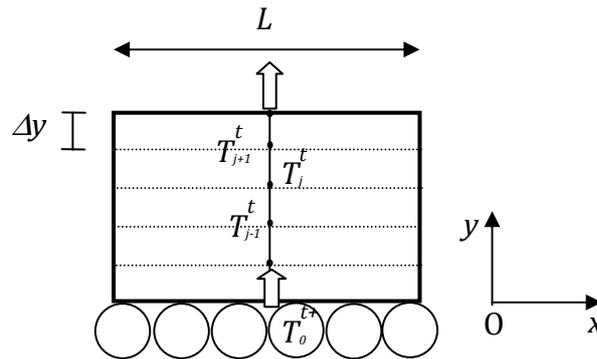


Fig. 2. Transferts thermiques dans le disque et dans la garniture.

Notons que $T_0^{t+\Delta t}$ est la température moyenne des particules collées à la paroi. Nous considérons qu'une convection effectuée sur la surface de la paroi supérieure. La condition aux limites de type Neumann s'écrit :

$$-\lambda \frac{\partial T_n^{t+\Delta t}}{\partial y} = h(T_n^{t+\Delta t} - T_a) \quad (6)$$

L'écriture discrétisée s'exprime par :

$$-\lambda \frac{T_n^{t+\Delta t} - T_{n-1}^{t+\Delta t}}{\Delta y} = h(T_n^{t+\Delta t} - T_a) \quad (7)$$

4. Simulations numériques : résultats et discussions

4.1. Résultats d'un « cycle mécanique »

La simulation des mouvements des particules est numériquement coûteuse, tout comme le problème thermique transitoire. La différence d'échelle de temps permet de séparer les deux phénomènes sachant qu'après une courte phase de démarrage, le cisaillement se stabilise. Nous proposons alors de stocker un cycle « mécanique » en régime permanent afin de l'utiliser pour des cycles où seuls les calculs thermiques seront effectués afin d'obtenir un coût de calcul raisonnable.

Les simulations numériques se font avec une force normale F de 80N, une vitesse de cisaillement de 1 m/s. Nous présentons ensuite des résultats mécaniques obtenus pour un cycle « mécanique » d'une durée de 2.0E-5s. Sur la figure 3a, nous observons la variation de la composante de réaction Σr_y normalisée par la force F . Elle indique que, comme attendu, ce rapport est au voisinage de 1; la force est donc bien transmise par le milieu granulaire. La figure 3b représente la variation du coefficient de frottement effectif en fonction du temps. Il varie autour d'une valeur moyenne de 0,48 alors que le coefficient de frottement local est de 0,3.

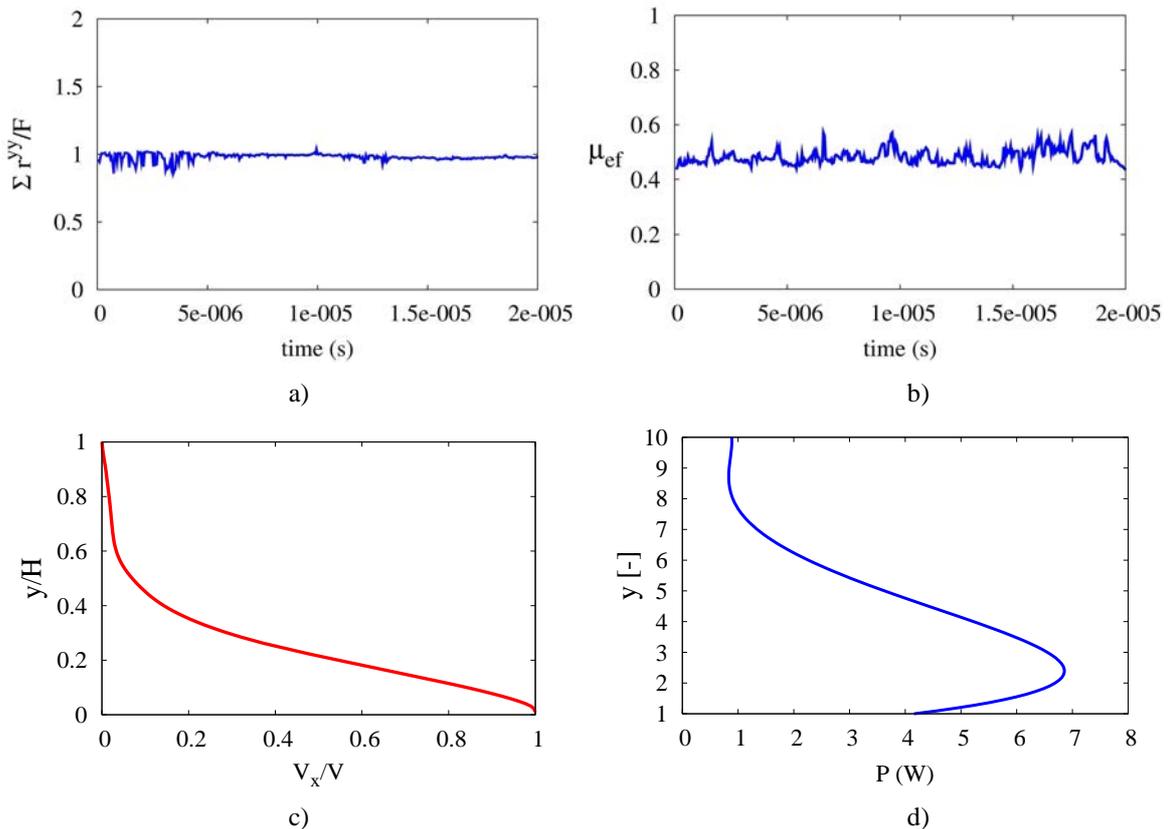


Fig. 3. (a) Variation du rapport de la somme des réactions normales de contacts (b) Variation du frottement effectif (c) Profil de vitesse selon Ox (d) Profil de puissance thermique.

La figure 3c présente le profil des vitesses moyennées en fonction du temps, on y observe une zone fortement cisailée qui se situe dans le lit granulaire. Il est intéressant de noter que la distribution de la puissance n'est pas homogène en fonction de la hauteur du troisième corps (Fig. 3d : distribution de la puissance en fonction de 9 « couches » granulaires en hauteur). En effet, nous avons une « bande chaude » qui apparaît près de la surface de la rugosité du disque.

4.2. Conductance thermique équivalente

Le profil de température (Fig. 4a) montre une température maximale située dans le troisième corps et un saut d'environ 2°C entre les températures des surfaces du disque et de la garniture. Les évolutions des températures des surfaces du disque et de la garniture sont présentées sur la Fig. 4b.

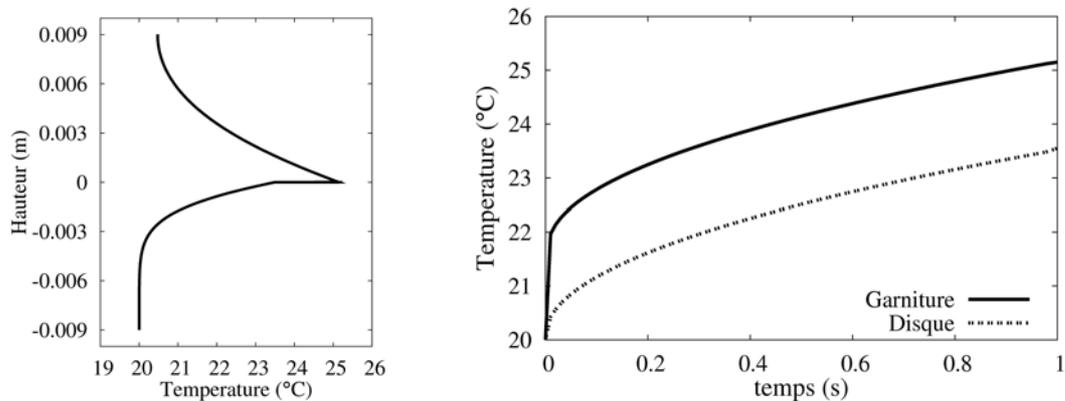


Fig. 4. (a) Profil de température (b) Évolutions de températures au cours du temps.

Selon les résultats ci-dessus, l'interface granulaire joue comme une barrière thermique et crée une résistance équivalente. Notons que la conductance thermique équivalente (inverse de la résistance thermique), $5.10^5 \text{ W/m}^2.\text{K}$, est relativement élevée par rapport aux valeurs dans la littérature [4,7]. Cela peut s'expliquer par le fait que les propriétés du troisième corps sont considérées comme celles de la garniture. Or, ces particules ont des origines plus complexes en réalité.

4.3. Influence des rugosités et des agglomérats sur l'évolution de température

Les études ont montré que le mécanisme de formation des plaques portantes a un rôle important sur le comportement thermique du cisaillement d'interface. Il s'agit d'un processus de piégeage et de compactage des particules du troisième corps dû aux forces d'adhésion. Dans la littérature, ce phénomène fait l'objet de nombreuses études expérimentales ; cependant, il est peu investi par des approches numériques.

Nous ne nous sommes pas intéressés au processus conduisant à la formation de plaques portantes ou d'agglomérats. Nous avons voulu montrer leur influence à partir d'un modèle simple créé artificiellement. Il s'agit des particules collées aux parois créant de fortes rugosités (Fig. 5a) et d'amas de particules (agglomérats) assemblées préalablement (Fig. 5b), qui sont entraînés par l'écoulement.

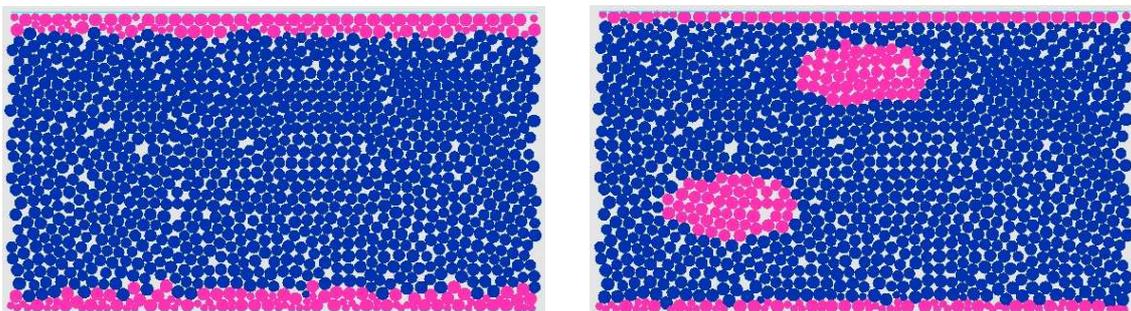


Fig. 5 : (a) Modèle de plaques portantes (fortes rugosités) (b) Modèle d'agglomérats.

Les résultats thermiques montrent que les rugosités jouent un rôle primordial sur la génération de la chaleur (Fig. 6a) et sur la distribution de la vitesse de cisaillement (Fig. 6b). Les agglomérats (amas) influencent la propagation de la chaleur vers la garniture (Fig. 6a).

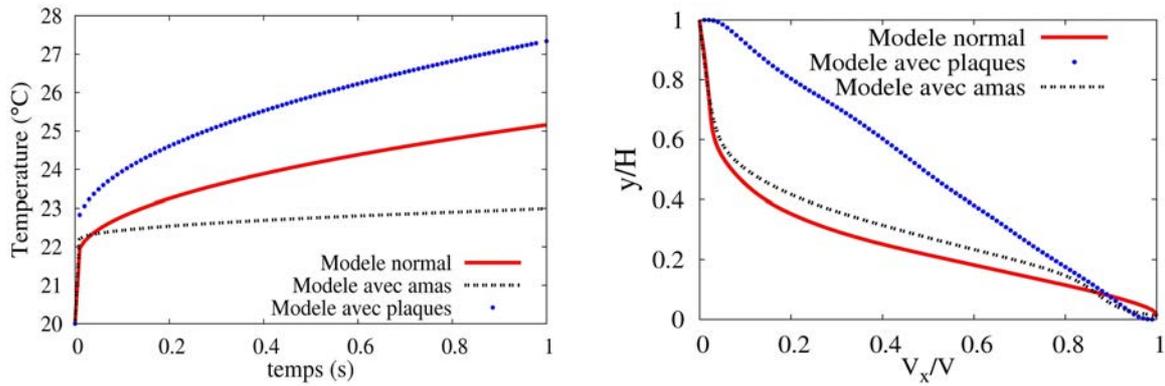


Fig. 6. (a) Évolutions de température de la garniture avec différents modèles (b) Profils de vitesse.

5. Conclusion

Ce papier se concentre sur la modélisation de la génération de chaleur par frottement et des transferts thermiques à l'aide de la Méthode des Eléments Discrets (DEM). Nous avons montré que les températures maximales sont atteintes dans le troisième corps. La stratégie de récupération des résultats mécaniques stockés dans un cycle pour ne relancer que la thermique proposée dans ce travail nous permet de montrer l'évolution de la chaleur dans un temps réel (1s). Les premiers résultats sur le rôle des modèles de rugosités et des agglomérats sont présentés. La prochaine étape consistera à étudier l'influence de la chaleur sur l'évolution du coefficient de frottement effectif.

Références

- [1] Berthier Y. Background on Friction and Wear, Lemaitre Academic Press, Chapter 8: 676-699, 2001.
- [2] Coorevits P., Nguyen V.D, Magnier V., Brunel J.-F. and Dufrénoy P. A Model of Heat Dissipation for the Interface of Braking Systems using the Discrete Element Method, Proceedings of the Eighth International Conference on Engineering Computational Technology, Stirlingshire, UK, Paper 99, 2012.
- [3] David R., Iordanoff I., Renouf M., and Berthier Y. Thermal Study of the Dry Sliding Contact With Third Body Presence, Journal of Tribology, volume 130, 2008
- [4] Day A.J., Harding P.R. J., Newcomb T.P. Combined thermal and mechanical analysis of drum brakes, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineering, Part D, volumes 198: 287-294, 1984.
- [5] Descartes S., Renouf M., Fillot N., Gautier B., Descamps A., Berthier Y., Demanche Ph. A new mechanical–electrical approach to the wheel-rail contact, Wear, volume 265: 1408–1416, 2008.
- [6] Jaeger J.C. Moving sources of heat and the temperature at sliding contact, Proceedings of the Royal Society, volume 56: 203-224, 1942.
- [7] Majcherczak D., Dufrénoy P., Nait-Abdelaziz M. Third body influence on thermal friction contact problems: Applications to braking, Journal of Tribology, volume 127: 89-95, 2005.
- [8] Renouf M., Cao H.P., Nhu V.H. Multiphysical modeling of third-body rheology, Tribology International, volume 44(4): 417–25, 2011.
- [9] Vargas-Escobar W.L. Discrete modeling of heat conduction in granular media, PhD thesis, University of Pittsburgh, 2002.
- [10] Wang D.G. and Campbell C.S. Reynolds analogy for shearing granular material, Journal of Fluid Mechanics, volume 244: 527-546, 1992.