

THÈSE

THERMIQUE DES CONTACTS AVEC TROISIEME CORPS SOLIDE

Modélisation et compréhension des phénomènes de frottement et
de diffusion de la chaleur par la méthode des éléments discrets

Présentée devant
l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir
le **GRADE DE DOCTEUR**

École doctorale :
Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité :
MÉCANIQUE - GÉNIE MÉCANIQUE - GÉNIE CIVIL

par
David RICHARD
Ingénieur INSA Lyon

Thèse soutenue le 05 Septembre 2008 devant la Commission d'examen

Jury

BATSALE JEAN-CHRISTOPHE	Professeur	Président
KENNEDY FRANCIS E.	Professeur	Rapporteur
RADJAI FARHANG	Professeur	Rapporteur
TICHY JOHN	Professeur	Examineur
RENOUF MATHIEU	Chargé de Recherche	Examineur
BERTHIER YVES	Directeur de Recherche	Directeur de thèse
IORDANOFF IVAN	Professeur	Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble des personnes qui m'ont suivi de près ou de loin dans cette aventure de trois ans.

Je remercie avant tout Monsieur le Professeur Alain Combescure, Directeur du LaMCoS, pour m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire.

Un grand merci à mes directeurs de thèse Yves Berthier et Ivan Iordanoff, respectivement Directeur de recherche CNRS et Directeur du LAMEFIP, pour avoir eu confiance en moi et laissé mener ces travaux selon mon "instinct" tout en prodiguant les bons conseils aux bons moments.

Toute ma reconnaissance à Mathieu Renouf et à la patience qu'il a eue à mon égard malgré les nombreuses excursions dans son bureau.

Merci à mes collègues et amis de bureau Claire, Aurélien, Anissa, Francesco, Mathieu, Guillaume, Nicolas et tous les autres pour les bons moments passés ensemble ici ou là.

J'oublie des personnes, elles m'en voudront quelques temps mais cela passera j'en suis sûr.

Je termine avec ma famille bien entendu, qui a su me suivre et m'encourager dans mes choix pas toujours simples à leurs yeux.

Résumé

En tribologie, l'étude thermique des contacts frottants fait face à d'importantes difficultés que ce soit par les approches expérimentales ou les modélisations prédictives. Si dans le premier cas l'impossibilité d'une instrumentation fine in situ limite l'échelle d'étude du contact, les modèles analytiques ou numériques se fondent quant à eux sur des hypothèses réductrices en termes de génération et diffusion de la chaleur. Ils ne permettent ni de prédire les résultats observés expérimentalement ni de les comprendre ou les valider. Le coefficient de frottement (à l'origine de la génération de la chaleur) ainsi que les coefficients de partage (à l'origine de sa diffusion) utilisés dans ces modèles, masquent de manière trop forte l'ensemble des phénomènes-clefs qui peuvent décrire plus exactement la thermique locale du contact. Ces paramètres d'échelle globale sont employés car il est possible de les quantifier expérimentalement même si l'on ne comprend pas la physique qu'ils cachent à l'échelle locale.

Afin de surmonter ce problème, nous avons développé un modèle par éléments discrets qui prend localement en compte à la fois les phénomènes de génération et de diffusion de la chaleur, sans toutefois introduire en tant que paramètre d'entrée des coefficients de frottement ou de partage qui doivent être considérés avec précaution. L'étude des propriétés locales des premiers et troisième corps met en avant toute la complexité des phénomènes thermiques qui ont lieu durant le frottement. Il est aussi souligné toute l'importance du troisième corps étudié ici à l'échelle locale. Ce modèle permet d'expliquer de manière plus concise certains résultats obtenus de manière expérimentale (sauts de températures macroscopiques) tout en clarifiant les concepts de frottement et de partage de la chaleur non plus à partir de lois globales mais en fonction d'une analyse énergétique locale.

Mots-clefs : Tribologie, Tribologie numérique, Troisième corps, Thermique, Frottement, Coefficient de frottement, Coefficient de partage, Éléments discrets.

Summary

In tribology, the thermal study of sliding contacts faces difficulties in terms of experimental approaches and predictive modellings. If in the first case the impossibility of a local in situ instrumentation limits the scale of study of the contact, the analytical or numerical modellings are based on reductive hypothesis on the heat generation and diffusion processes. They do not allow neither to predict the observed experimental results nor to understand or validate them. The friction coefficient (at the origin of the heat generation) and the sharing coefficients (at the origin of its diffusion) used in these modellings, conceal the key-phenomena that can explain the local thermal processes of the contact. These global-scale parameters are used because they can be determined experimentally even though we do not understand the local-scale physics hidden behind them. In order to overcome this problem, we have developped a discrete element model that takes into account both local heat generation and diffusion phenomena without introducing input global parameters such as friction or sharing coefficients which have to be carefully considered. The study of the local properties of the first and third bodies highlights the complexity of the thermal phenomena which occurs during friction. It also puts forward all the importance of the third body studied here at a local scale. This modelling can explain some of the experimental results (macroscopic temperature jumps) by clarifying at the same time the concepts of friction and heat sharing from a local energy analysis and no longer from global laws.

Keywords : Tribology, Numerical tribology, Third body, Thermal physics, Friction, Friction coefficient, Sharing coefficient, Discrete elements.

Table des matières

Nomenclature	11
Introduction générale	13
1 État de l'art	16
1.1 Introduction	17
1.2 La thermique du contact à deux corps	20
1.2.1 L'approche Blok-Jaeger	20
1.2.2 Prise en compte des conditions de glissement	22
1.2.3 Du contact parfait au contact imparfait	23
1.3 Les modèles thermiques avec loi d'usure	25
1.3.1 La méthode d'Olesiak	25
1.3.2 L'approche locale de Dragon-Louiset	26
1.4 L'approche thermique du contact à trois corps : Modèle de Ryhming	26
1.5 L'approche thermique du contact avec troisième corps	29
1.5.1 Le concept de troisième corps	29
1.5.2 Bilan	34

1.5.3	Les modèles numériques	35
1.5.4	Contexte de l'étude	38
1.5.5	Quel outil de modélisation à l'échelle locale ?	39
1.6	Le choix	43
2	Description du modèle mécanique	46
2.1	Présentation du modèle par éléments discrets	48
2.1.1	Introduction	48
2.1.2	Recherche des contacts	49
2.1.3	Calcul des forces qui s'exercent sur les éléments discrets	51
2.1.4	Étapes de prédiction et correction	53
2.2	Description du cas d'étude tribologique	54
2.2.1	Introduction	54
2.2.2	Le troisième corps	54
2.2.3	Les premiers corps	56
2.2.4	Les conditions limites en pression P_N et vitesse V_P	57
2.2.5	Les frontières périodiques	58
2.2.6	Loi d'interaction entre éléments discrets	59
2.3	Adimensionnement & précautions numériques	63
2.3.1	Facteurs d'échelle	63
2.3.2	Longueurs caractéristiques du modèle	64
2.3.3	Choix des échelles de référence	66
2.3.4	Adimensionnement des paramètres du modèle	67

2.3.5	Précautions numériques	68
2.4	Conclusions	70
3	Étude du comportement mécanique	72
3.1	Conditions de simulations	73
3.2	Les régimes d'accommodation des vitesses	74
3.2.1	Le régime fluide	74
3.2.2	Le régime semi-fluide	75
3.2.3	Le régime élasto-plastique	77
3.2.4	Le régime élastique	78
3.3	Glissement à l'interface	79
3.4	Coefficient de frottement macroscopique	81
3.5	Comparaison expérimentale	85
3.5.1	Description du dispositif	85
3.5.2	Résultats	86
3.6	Conclusions	88
4	Validation & étude énergétique du modèle	90
4.1	Introduction	91
4.2	Étude globale	91
4.2.1	Théorème de l'énergie cinétique	91
4.2.2	Description des puissances mises en jeu	92
4.2.3	Description des énergies mises en jeu	93

4.2.4	Étude énergétique du domaine granulaire	94
4.3	Étude locale	98
4.4	Profils de la puissance mécanique dissipée dans le troisième corps	100
4.5	Conclusions	102
5	Mise en place du modèle thermique	104
5.1	Description des différents phénomènes en jeu	105
5.1.1	Diffusion de la chaleur dans un milieu granulaire	105
5.1.2	Génération de la chaleur lors du cisaillement	111
5.1.3	Précautions numériques	112
5.1.4	Gestion des conditions limites thermiques	113
5.1.5	Influence de la convection	117
5.2	Algorithme de calcul mécano-thermique	118
5.3	Validation thermique du modèle	118
5.3.1	Etude du front de température sur domaine granulaire	118
5.3.2	Validation par la méthode du signal bref ou “flash”	121
5.4	Conclusion	125
6	Étude de la réponse thermique	126
6.1	Introduction & conditions de cisaillement	127
6.2	Étude des échelles de temps	127
6.3	Mesures des flux échangés avec les premiers corps	129
6.3.1	Méthodologie	129

6.3.2	Exploitation	130
6.3.3	Redéfinition de la notion de coefficient de partage	132
6.3.4	Conclusion	134
6.4	Profils de température dans l'épaisseur du contact	136
6.4.1	Le régime fluide	136
6.4.2	Le régime semi-fluide	137
6.4.3	Le régime élasto-plastique	138
6.4.4	Le régime élastique	139
6.4.5	Carte de diffusivité dans le troisième corps	140
6.4.6	Conclusions	142
6.5	Influence des propriétés des premiers corps	142
6.6	Conclusion	144
7	Explorations du modèle numérique	147
7.1	Contexte	149
7.2	Essai expérimental	149
7.2.1	Introduction	149
7.2.2	Description du domaine étudié	150
7.2.3	Réponse mécanique du système	152
7.2.4	Étude des profils de température	153
7.2.5	Détermination des champs de diffusivité	156
7.2.6	Conclusions	164
7.3	Application au procédé de soudage par friction malaxage	166

7.3.1	Introduction	166
7.3.2	Description du procédé FSW	166
7.3.3	Les paramètre-clefs du FSW	168
7.3.4	Le modèle numérique	168
7.3.5	Résultats	169
7.3.6	Perspectives du FSW	171
7.4	Perspectives générales	172
7.4.1	Compréhension des transitions de frottement pour les matériaux composites carbone-carbone	172
7.4.2	Modélisation du contact outil-copeau	175
7.5	Conclusions	177
	Conclusions générales et perspectives	178
	Bibliographie	195

Nomenclature

Pour des raisons de clarté, seuls les symboles dit “principaux” (relatifs notamment aux modèles par éléments discrets et aux résultats essentiels) sont regroupés dans la présente nomenclature.

Toutes les désignations sont de plus reprises et expliquées dans le corps du rapport.

\vec{A}_i^t	Vecteur accélération de l'élément discret i à l'instant t
a_{ij}^t	Rayon de contact inter-éléments discrets à l'instant t
c_{pi}	Capacité thermique de l'élément discret i
dT_{ij}^t	Élévation de température due à la diffusion inter-éléments discrets
dT_i^t	Élévation de température de l'élément discret i due à la génération locale de chaleur
E_Σ^0	Energie cinétique globale du système
\vec{F}_a	Force d'adhésion inter-éléments discrets
\vec{F}_d	Force de dissipation inter-éléments discrets
F_N	Force normale
\vec{F}_n	Force normale inter-éléments discrets
\vec{F}_r	Force de répulsion inter-éléments discrets
F_T	Force tangentielle
GI	Valeur représentative du glissement à l'interface (en %)
H_c^t	Conductance de contact à l'instant t
K	Raideur de contact inter-éléments discrets
k_{ij}	Conductivité thermique équivalente inter-éléments discrets
L_x	Longueur du domaine discret selon la direction x
L_y	Longueur du domaine discret selon la direction y
M_i	Masse de l'élément discret i
N	Constante de discrétisation du pas de temps
q_μ	Flux de chaleur par unité de surface généré à l'interface d'un contact
\vec{P}_i^t	Vecteur position de l'élément discret i à l'instant t
P_{inf}	Puissance mise en jeu par la paroi inférieure

P_N	Pression de contact
P_{sup}	Puissance mise en jeu par la paroi supérieure
P_{TC}	Puissance mise en jeu par le troisième corps
$Q_{i \leftrightarrow j}^t$	Flux de chaleur généré à l'instant t par deux éléments discrets i et j
Q_{ij}^t	Flux de chaleur échangé à l'instant t par deux éléments discrets i et j
Q_{inf}	Flux de chaleur transmis au premier corps inférieur
Q_{sup}	Flux de chaleur transmis au premier corps supérieur
R	Rayon moyen d'un élément discret
R_i	Rayon de l'élément discret i
T_O	Période d'oscillation du contact inter-éléments discrets non-amorti
T_c	Temps caractéristique d'écoulement des éléments discrets (temps de contact)
T_i^t	Température de l'élément discret i à l'instant t
T_{th}	Temps caractéristique de diffusion thermique inter-éléments discrets
V_i	Volume de l'élément discret i
\vec{V}_i^t	Vecteur vitesse de l'élément discret i à l'instant t
V_P	Vitesse de glissement
X_i	Coefficient de partage de la chaleur
-	Symbole caractéristique d'une grandeur adimensionnée
α_i^d	Diffusivité thermique équivalente associée à l'élément i
α_{PC}^t	Diffusivité thermique des premiers corps
α_{TC}	Coefficient d'amortissement inter-éléments discrets
δ	Interpénétration inter-éléments discrets
$\dot{\delta}$	Différence de vitesse normale inter-éléments discrets
δ_a	Interpénétration d'équilibre caractéristique de l'adhésion
δ_p	Interpénétration d'équilibre caractéristique de la pression
δ_v	Interpénétration d'équilibre caractéristique de la vitesse de glissement
Δ_t	Pas de temps
Δ_z	Discrétisation spatiale du domaine selon la direction z
γ_{TC}	Cohésion locale inter-éléments discrets (du troisième corps)
μ	Coefficient de frottement macroscopique
μ_{TC}	Coefficient de frottement inter-éléments discrets
ρ	Masse volumique

Introduction générale

L'éthymologie du mot "tribologie" vient du grec "tribein" (frotter) et "logos" (discours, étude). Science à part entière, elle s'intéresse à l'ensemble des phénomènes qui sont susceptibles de se produire lorsque deux corps en contact sont animés d'un mouvement relatif. Si elle traite des problématiques liées au frottement, à l'usure et à la lubrification, la tribologie a aussi de fortes connections avec des disciplines comme la résistance des matériaux, la cristallographie, la physico-chimie ou la thermique qui sont autant de notions nécessaires à considérer afin de comprendre dans sa globalité le processus de frottement [1].

Depuis les années 30, un grand nombre de mécano-physico-thermiciens a étudié le problème de la thermique du frottement sec [2–7]. D'abord destiné à prédire pour l'industrie des températures de surfaces à partir de théories analytiques simples (d'utilisation) [8], le manque de conceptualisation a poussé les chercheurs à comprendre plus finement les phénomènes en jeu lorsque deux corps frottent l'un sur l'autre [9–11]. C'est ainsi que d'une échelle "macroscopique", les études sont passées à une échelle "microscopique".

L'apparition du concept de "troisième corps" [12] (amas naturels ou artificiels de particules micrométriques piégés dans le contact, complexes de surface nanométriques) ainsi que sa forte implication dans la vie même du contact (positivement ou négativement) [13, 14] ont remis en cause un certain nombre de théories existant sur la thermique de ce système devenu plus compliqué qu'à première vue. La définition même du "frottement" prête aujourd'hui à confusion, en partie au travers de l'étude thermique du contact en présence de troisième corps [15]. Le classique $\mu = F_T/F_N$ (déjà mis en doute par Coulomb lui-même) ne permet pas de caractériser fidèlement l'ensemble des phénomènes tribologiques liés au frottement sec (glissement à l'interface, répartition de la chaleur dans les premiers corps, etc.).

A partir de cela, comment doit-on considérer l'ensemble (la majorité) des théories qui se basent sur ce coefficient de frottement lorsqu'il s'agit de mieux expliquer les phénomènes thermiques entre deux corps en contact animés d'un mouvement relatif?

C'est pourquoi ce travail de thèse se veut un premier pas vers une compréhension plus fine de la thermique du frottement (en présence de troisième corps solide) qui peine actuellement à expliquer les désaccords entre les mesures expérimentales et les prédictions des modèles [4, 16, 17].

La démarche développée dans ce manuscrit se démarque des approches "classiques" globales sur les points suivants.

Premièrement, le concept de troisième corps est au centre de la modélisation du contact frottant sec. Malgré la grande variété de formes, tailles et évolutions dans le temps des particules qui composent ce troisième corps [18], il est possible, à partir d'un modèle par éléments discrets, de modéliser de manière simplifiée la rhéologie particulière de ce troisième corps, en fonction de ses propriétés locales [19].

Dans un second temps, la loi d'interaction inter-éléments ne fait pas intervenir de frottement local. La dissipation de la chaleur est assurée par un amortissement visqueux des forces de contact uniquement normales. Ainsi, le problème du frottement (force tangentielle) n'est pas déplacé de l'échelle globale du contact à l'échelle locale du milieu discret. De plus, la nature-même de la modélisation du troisième corps évite le débat de la valeur de ce frottement local : les éléments discrets pris indépendamment les uns des autres ne représentent pas les particules-même de troisième corps, ce sont les éléments discrets pris dans leur ensemble qui traduisent la rhéologie du troisième corps. Cela dit, il sera montré qu'il est tout de même possible d'obtenir un coefficient de frottement macroscopique, à l'échelle du mécanisme [20].

Enfin, ces deux premiers points permettent de créer localement et implicitement l'ensemble des phénomènes thermiques (génération et diffusion de la chaleur) au sein du contact. La localisation des sources de chaleur n'est plus imposée mais "amenée" par la mécanique du contact à son échelle microscopique. La notion de coefficients de partage (qui répartissent la chaleur dans les premiers corps) devient alors elle-aussi une donnée de sortie qui ne se résume plus uniquement à la nature du couple de matériaux en jeu mais aussi à la structure et aux caractéristiques locales du contact.

Dans ce contexte, le présent manuscrit se divise en trois parties principales.

Dans un premier temps, un état des lieux détaillé est effectué afin d'appréhender toute la complexité de la thermique du contact avec troisième corps solide (chapitre 1). Par la suite, une description (chapitre 2) et une étude mécanique (chapitre 3) du modèle numérique développé sont menées. Elles soulignent toute l'importance d'une étude locale du contact ainsi que le rôle central joué par le troisième corps en termes de frottement et d'accommodation des vitesses. La transition vers le modèle thermique s'effectue tout d'abord par une étude énergétique (chapitre 4) qui garantit la validité du modèle et redéfinit le frottement en tant que processus dissipatif. Les chapitres 5 et 6 sont une exploitation thermique du modèle qui souligne une nouvelle fois toute la complexité du frottement dans son aspect thermique mais aussi des coefficients de partage. Le coefficient de frottement ne suffit plus

en lui-même à expliquer les processus de génération et de diffusion de la chaleur dans le contact et la définition des coefficients de partage doit aussi prendre en compte le rôle du troisième corps. Pour finir, un certain nombre d'applications tribologiques est développé par l'approche discrète du contact et du frottement (chapitre 7). L'objectif de ce chapitre est d'étendre le domaine d'investigation du modèle thermique par éléments discrets en confrontant les résultats issus de simulations numériques et expérimentales.

“ Cette question des frottements est une des plus complexes qu’ait à connaître le mécanicien : les phénomènes observés y sont fonction d’un nombre remarquablement élevé de facteurs ; eux-mêmes sont des notions fluctuantes dépendant de plusieurs variables et s’imbriquant les unes dans les autres.”

Jean-Jacques Caubet (Théorie et pratique industrielle du frottement) [21]

Chapitre 1

État de l'art

Ce premier chapitre fait état de plus de 70 années d'études et de recherches sur le problème de la thermique du contact, des méthodes analytiques de Blok aux approches numériques les plus récentes. Il met en avant à la fois les avantages, les innovations de chacune de ces théories mais aussi leurs limites qui ont mené à la nécessité de s'intéresser à des échelles de plus en plus locales.

Sommaire

1.1	Introduction	17
1.2	La thermique du contact à deux corps	20
1.2.1	L'approche Blok-Jaeger	20
1.2.2	Prise en compte des conditions de glissement	22
1.2.3	Du contact parfait au contact imparfait	23
1.3	Les modèles thermiques avec loi d'usure	25
1.3.1	La méthode d'Olesiak	25
1.3.2	L'approche locale de Dragon-Louiset	26
1.4	L'approche thermique du contact à trois corps : Modèle de Ryhming	26
1.5	L'approche thermique du contact avec troisième corps	29
1.5.1	Le concept de troisième corps	29
1.5.2	Bilan	34
1.5.3	Les modèles numériques	35
1.5.4	Contexte de l'étude	38
1.5.5	Quel outil de modélisation à l'échelle locale?	39
1.6	Le choix	43

1.1 Introduction

Le mouvement relatif entre deux corps en contact génère naturellement de la chaleur à son interface. On attribue ce phénomène à la fois aux déformations plastiques subies par les pièces fortement sollicitées (en cisaillement) mais aussi au frottement à leur interface. Ces derniers, à l'origine de l'énergie de frottement (Fig. 1.1), entraînent une élévation de température des deux corps en contact.

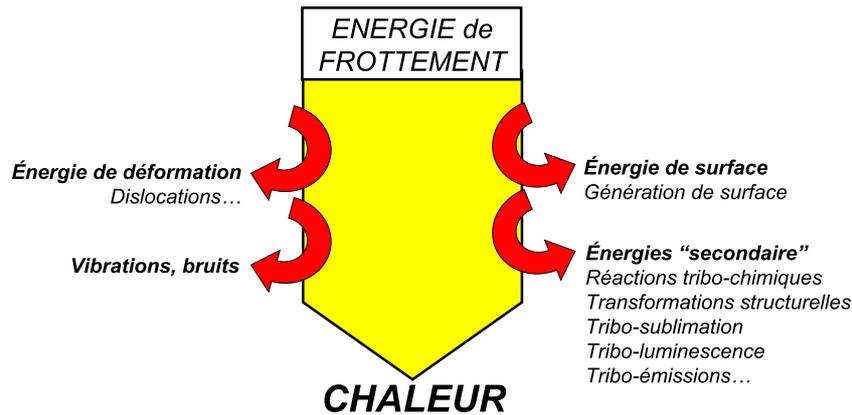


FIG. 1.1: Description de l'énergie de frottement entre deux corps en contact glissant. 90% de l'énergie générée est transformée en chaleur, origine de l'élévation de température du système (d'après Kennedy [17]).

L'étude thermique des contacts frottant reste très controversée. Au travers d'un certain nombre de cas tribologiques, on constate qu'en plus de la difficulté à alimenter les modèles numériques avec des données pertinentes en termes de frottement (à l'origine de la thermique), certains phénomènes mécaniques sont retirés ou, plus concrètement, regroupés et "densifiés" dans le paramètre-même de frottement μ . Plus généralement, ce constat s'applique à tout contact mécanique frottant quelle que soit l'échelle de fonctionnement (roulement, engrenage, prothèse, freinage, tectonique, etc.). Cette démarche masque en général toute la complexité des phénomènes qui ont lieu localement et qui gouvernent la thermique du contact glissant à son interface.

Il est possible d'illustrer cela par trois exemples.

En usinage, la thermo-mécanique dans le volume du copeau est globalement maîtrisée. La génération de chaleur volumique par déformation plastique due au cisaillement est modélisée de manière fiable [22–24]. En revanche, la part de chaleur générée par le frottement entre l'outil et le copeau soulève encore un grand nombre de doutes et la littérature éprouve de grandes difficultés à trouver un terrain d'entente [25]. L'approche la plus utilisée consiste à introduire (ou plutôt "imposer") un coefficient de frottement μ au contact

outil-copeau qui sera à l'origine du flux de chaleur q_μ (par unité de surface) généré à l'interface selon :

$$q_\mu = \mu \cdot P_N \cdot V_P \quad (1.1)$$

avec :

P_N la pression de contact ;

V_P la vitesse de glissement.

Par la suite, ce flux de chaleur est réparti dans les corps en contact via l'utilisation de coefficients de partage.

Cette méthode montre plusieurs limites.

Premièrement, les conditions extrêmes de fonctionnement en mécanique et thermique de l'usinage ne permettent pas une implémentation expérimentale fiable pour la mesure du coefficient de frottement ainsi que pour les mesures thermiques locales au niveau du contact. Il est donc très difficile d'obtenir des données précises et concrètes pour alimenter les modèles macroscopiques de type éléments finis.

De plus, l'usure de l'outil mais aussi la dynamique propre de l'usinage montrent la présence d'un volume intermédiaire entre l'outil et le copeau - le troisième corps (voir section 1.5) - qui participe de manière fondamentale à la thermique du contact [5]. Ce concept oblige alors le passage à une échelle inférieure, au niveau du contact lui-même, afin de traiter correctement les phénomènes qui s'y produisent. D'un point de vue numérique, peu de travaux ont été menés dans le domaine de l'usinage avec troisième corps [26].

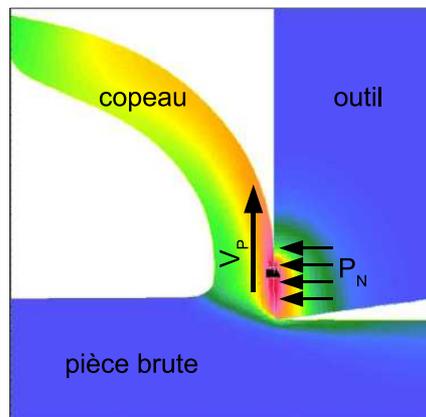


FIG. 1.2: Aperçu sommaire de la thermique en usinage (d'après Palazzo et al. [22]). Ce domaine recoupe à la fois les principes de génération de chaleur volumique (par cisaillement du copeau) et surfacique (par frottement à l'interface outil-copeau).

Lors du freinage aéronautique avec des disques en composites carbone-carbone, la dégradation des disques en contact génère un troisième corps dont l'épaisseur et les propriétés mécano-thermiques ne peuvent être occultées (Fig. 1.3). S'il peut participer activement à

limiter l'usure des corps frottants [27], sa modélisation est très souvent simplifiée : soit il est résumé par un coefficient de partage supplémentaire qui englobe au mieux l'ensemble des phénomènes locaux qui se produisent dans son volume (usure et évacuation de la chaleur), soit il est modélisé de manière continue, limitant par là-même sa rhéologie propre. Là aussi, la confrontation numérique et expérimentale montre qu'il est nécessaire d'étudier le contact plus finement, à l'échelle microscopique, afin de considérer le troisième corps comme origine du comportement thermique du contact, et non plus comme un vecteur thermique uniquement.



FIG. 1.3: Mise en évidence de la présence d'un troisième corps dans le contact carbone-carbone réalisé dans le cas du frottement pion-disque [28].

En biomécanique, à l'échelle moléculaire, les travaux de Ohara [29] et Maruyama et Kimura [30] ont mis en avant l'influence de l'interface entre les couches lipidiques et un milieu aqueux sur le transfert de chaleur. Un gradient de température est appliqué dans le milieu et il est possible de suivre l'évolution thermique dans son épaisseur (Fig. 1.4). Ces études en statique soulignent l'importance des conditions locales au niveau du contact. Selon les cas, ces discontinuités aux interfaces peuvent jouer le rôle de résistance thermique ou de conductance, favorisant la propagation de la chaleur. Cependant, il reste encore à étudier la dynamique d'un tel contact, où la question du frottement inter-molécules reste encore ouverte.

L'ensemble de ces problèmes montre donc une nouvelle fois toute la complexité du contact, quelle que soit son échelle d'étude et de modélisation : sur la détermination d'une loi de frottement réaliste, sur la description-même du contact (avec ou sans troisième corps), sur l'étude macroscopique/microscopique voire nanométrique. Si l'on veut construire de manière juste un modèle fidèle à la physique du contact en conditions tribologiques, il apparaît nécessaire d'étudier finement et localement les phénomènes qui s'y produisent.

Par conséquent, la suite de ce chapitre décrit l'évolution de l'approche thermique du contact dit "sec" (au sens qu'il n'y a pas de lubrification liquide) au cours des 70 dernières

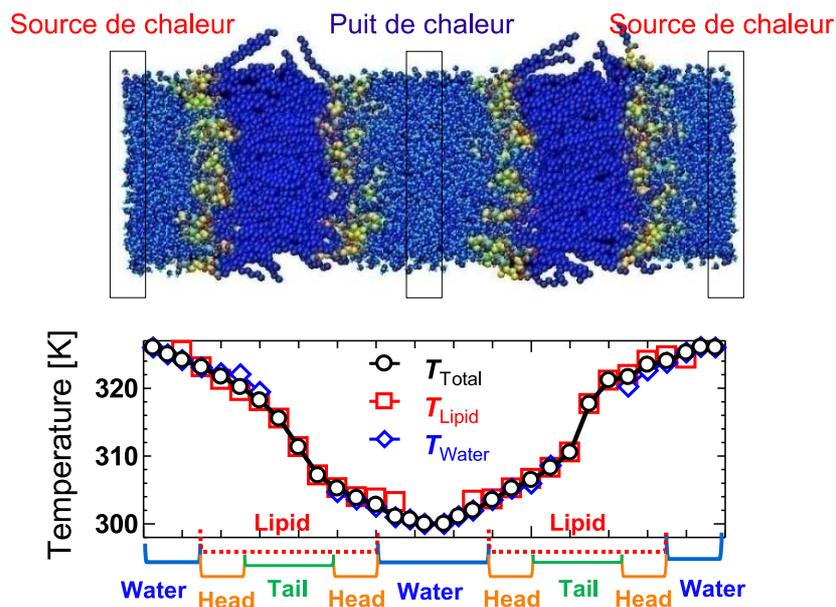


FIG. 1.4: Description du modèle moléculaire développé par Ohara et évolution de la température dans le domaine. On remarque un saut de température au niveau de l'interface entre les queues lipidiques, traduisant l'importance d'une étude locale du contact.

années, évolution qui va mener à réduire de plus en plus l'échelle de modélisation tout en introduisant de nouveaux concepts novateurs. Il sera aussi mis en avant les différentes méthodes employées avec leurs points forts et limites, le tout pour aboutir au modèle développé dans ces travaux de recherche.

1.2 La thermique du contact à deux corps

1.2.1 L'approche Blok-Jaeger

C'est à partir des travaux de Blok [2,8] suivis par ceux d'Archard [4] que l'étude thermique des contacts secs frottants s'est amorcée. Le concept de "températures flash" permet de prédire analytiquement la température maximale T_{max} de surface de deux corps en contact glissant selon :

$$T_{max} = A \cdot \frac{q_{av}}{\sqrt{k\rho c}} \cdot \sqrt{\frac{w}{V_P}} \quad (1.2)$$

où :

w est la longueur de la source de chaleur ;

V_P est la vitesse de glissement ;

k , ρ et c sont respectivement les conductivité, densité et capacité thermique du corps considéré (la racine carrée du produit de ces trois paramètres correspond à l'effusivité du matériau) ;

q_{av} représente la quantité moyenne de chaleur distribuée sur la longueur de contact w (Fig. 1.5).

Le paramètre A est un facteur qui dépend de la forme de la distribution du flux de chaleur q_μ (par unité de surface) avec :

$$q_\mu = \mu P_N V_P \quad (1.3)$$

où :

μ correspond au coefficient de frottement du couple de matériaux ;

P_N est la pression de contact.

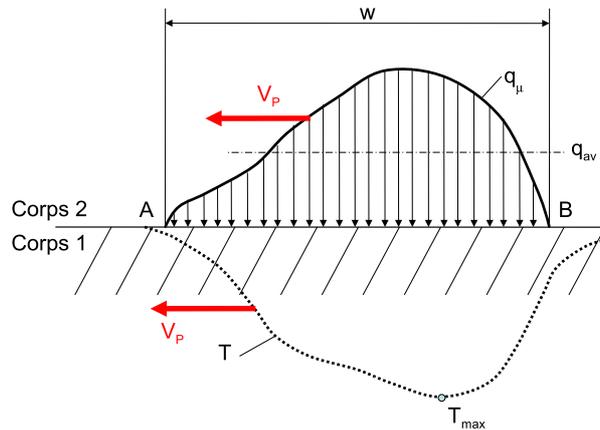


FIG. 1.5: Description du contact thermique vu par Blok pour une source de chaleur mobile.

Cette approche impose donc une égalité des températures maximales de surface entre les corps en contact (hypothèse du contact parfait). Le partage du flux de chaleur dans le volume des corps 1 et 2 ne dépend donc plus que de leurs propriétés thermiques respectives.

Selon la même démarche, Jaeger [3] et Francis [31] ont mené des travaux identiques en imposant à la surface de contact non plus une température maximale égale mais une température moyenne égale. Il est possible de résumer l'approche thermique du contact à deux corps par la figure 1.6. La source de chaleur q est localisée à l'interface des corps 1 et 2 et la part de flux "absorbée" par ces corps se traduit par les coefficients de partage X_1 et X_2 . Ces coefficients permettent de répartir dans les premiers corps la quantité de chaleur générée à l'interface. Selon les cas, ces derniers dépendent des propriétés thermiques des

corps en contact mais aussi peuvent être empiriques selon les conditions de fonctionnement du mécanisme.

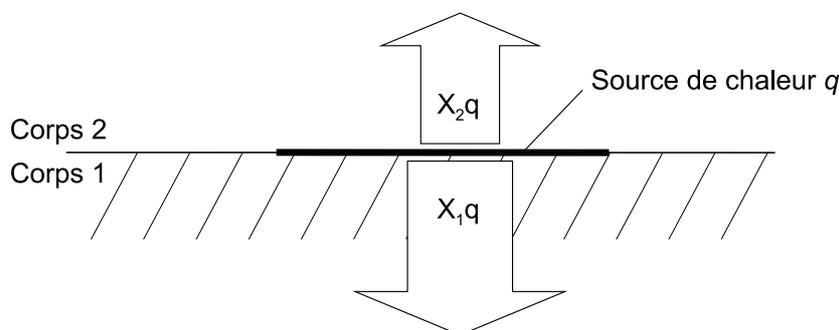


FIG. 1.6: Répartition schématique du flux de chaleur dans le contact frottant sec par le modèle de type Blok-Jaeger. Les coefficients de partage X_1 et X_2 dépendent des propriétés thermiques des corps en contact et $X_2 = 1 - X_1$.

1.2.2 Prise en compte des conditions de glissement

Abdel-Aal [32, 33], en se basant sur les équations de Blok-Jaeger, a pu montrer l'influence forte des conditions de contact (pression P_N et vitesse de glissement V_P sur les coefficients de partage du flux de chaleur au sein des corps frottants, surtout à vitesse de glissement "modérée".

Dans la même optique, Komanduri et Hou [34, 35] prennent en compte la dépendance des coefficients de partage à la vitesse de glissement tout en réalisant une égalité stricte "point par point" de la température de surface des corps en contact au cours du glissement : ils montrent aussi qu'il n'y a plus une distribution uniforme des coefficients de partage sur la longueur du contact, ceci quel que soit le type de distribution de la chaleur (uniforme ou non à l'interface). Ce résultat est aussi décrit par Floquet et al. [36].

Cependant, d'un point de vue expérimental, les tendances observées semblent jouer en la défaveur de ces théories. Même s'il est impossible de mesurer "pratiquement" des températures de surface (sans modifier la nature-même du contact qui génère ces dernières), de nombreuses études [37–41] montrent l'existence d'un saut de température *macroscopique* à l'interface de contact. De plus, Kennedy [17, 42] confirme qu'il existe des phénomènes locaux (en sous-surface) qui génèrent dans les volumes des gradients de température différents de ceux que l'on peut obtenir en imposant une génération de chaleur uniquement en surface comme dans ces modèles. Ces résultats amènent donc à penser que les théories du contact à deux corps sont insuffisantes pour comprendre la rhéologie complexe de la

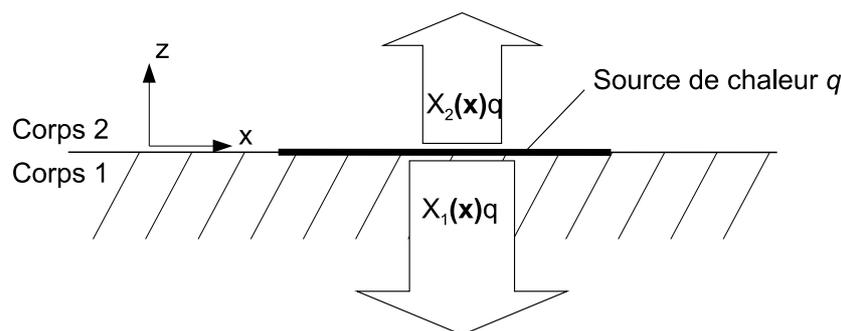


FIG. 1.7: Répartition des flux de chaleur à l'interface selon l'approche de Komanduri et Hou [34, 35]. Les coefficients de partage $X_1(x)$ et $X_2(x)$ dépendent de la position de la zone considérée dans le contact.

thermique qui s'y déroule.

Si certains auteurs comme Ling et Pu [38] tentent d'expliquer ces sauts de températures macroscopiques soit par un défaut de la méthode expérimentale, soit par une dissipation de la chaleur par convection ou radiation, d'autres ont directement remis en cause les théories existantes et notamment la modélisation-même du contact.

1.2.3 Du contact parfait au contact imparfait

Les modèles précédemment cités traitent le contact dit "parfait". Cela veut dire que l'aire apparente de contact est égale à l'aire réelle de contact. D'un point de vue physique, cela n'est que très rarement le cas, les rugosités des surfaces faisant office de "piliers" de contact (Fig. 1.8).

D'un point de vue thermique, cette modélisation affecte de manière importante à la fois les sites de génération de la chaleur mais aussi les processus de diffusion [7, 43].

La diminution de l'aire réelle de contact entraîne une répartition non-uniforme des pressions de contact. Localement, les pressions peuvent donc être très élevées (de l'ordre du GPa) et la production de chaleur très intense sur une petite surface.

Cette diminution de l'aire réelle de contact concentre également les flux de chaleur au niveau des ponts créés par les contacts entre rugosités de surface. On parle alors de "constriction thermique".

Cette notion de contact imparfait permet d'obtenir des sauts de température à l'interface en introduisant des volumes dits "perturbés" (Fig. 1.9).

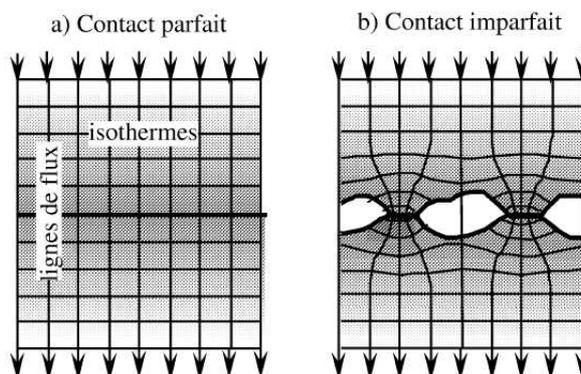


FIG. 1.8: Modélisation d'un contact parfait (a) et imparfait (b) (selon Denape et Laraqi [7]). La prise en compte des rugosités des surfaces modifie l'aire de contact des premiers corps.

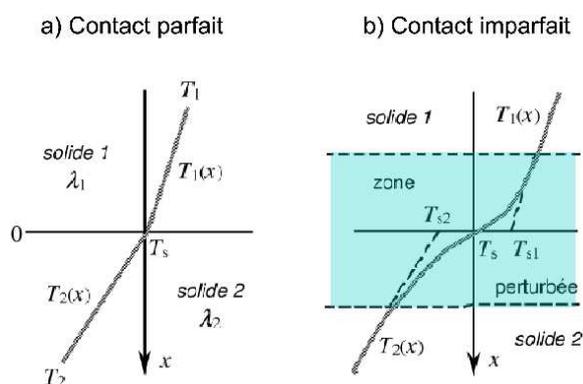


FIG. 1.9: La thermique du contact parfait (a) et imparfait (b) [7]. Les températures de surface des corps en contact sont mesurées hors de la zone perturbée et correspondent à T_{x1} et T_{x2} .

Cette approche permet de se rapprocher des mesures expérimentales. Cependant, d'un point de vue physique, si le contact entre rugosités est un fait, il semble peu probable que le contact perdure dans cette configuration (les fortes sollicitations en cisaillement provoquent très rapidement des dégradations de surface et une durée de vie limitée des rugosités). Les auteurs eux-mêmes expriment toute la difficulté d'établir une carte dynamique des aires de contact réelles au cours du frottement ainsi que l'influence probable d'un corps supplémentaire.

1.3 Les modèles thermiques avec loi d'usure

1.3.1 La méthode d'Olesiak

Lorsque deux corps sont en frottement, une dégradation des surfaces peut se produire à l'interface de contact, libérant des particules dites "d'usure". Olesiak et al. [6] ont intégré dans leur modèle l'influence de cette évacuation de matière hors du contact. Concrètement, cette approche ajoute aux modèles de type Blok-Jaeger un coefficient de partage supplémentaire lié à la dissipation du flux de chaleur par usure. Ces études sont très souvent corrélées aux travaux d'Archard [4] qui permettent de calculer le taux d'usure de surfaces glissantes.

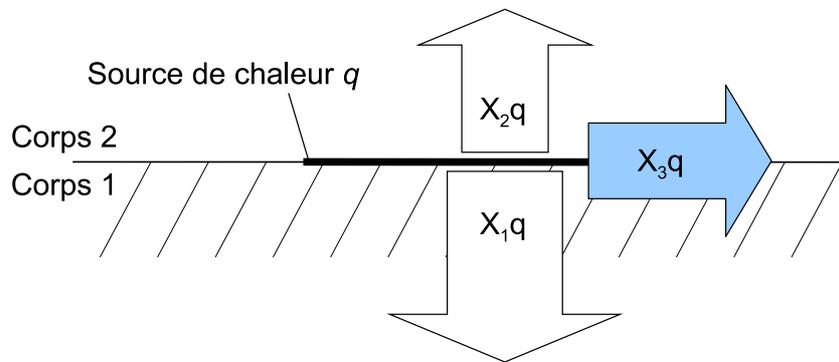


FIG. 1.10: Répartition schématique des flux de chaleur par coefficients de partage via le modèle d'Olesiak. Le coefficient X_3 , traduisant la part de flux évacuée par usure, s'ajoute aux coefficients initiaux X_1 et X_2 du modèle de type Blok-Jaeger.

Sur le plan thermique, on observe logiquement une baisse des températures dans le contact (par rapport aux modèles précédemment cités) due à cette évacuation de chaleur par usure : les particules chaudes expulsées du contact ne participent pas à la diffusion de la chaleur vers les corps en contact. En revanche, l'hypothèse du contact parfait demeure avec une égalité des températures de surface et donc aucun saut de température à l'interface. De plus, cette méthode ne considère pas une vie "propre" aux particules d'usure dans le contact. Elles sont ici instantanément "expulsées" du contact sans pour autant y jouer un rôle que plusieurs études tribologiques ont pourtant décrit comme fondamental [13, 27]. Cela soulève alors une question importante : Que se passe-t-il lorsque les débris issus de la dégradation des corps en contact ne sont pas éjectés du contact mais y restent piégés ?

1.3.2 L'approche locale de Dragon-Louiset

Afin de dépasser ces problèmes de contact parfait, Dragon-Louiset et Stolz [44, 45] se sont attachés à considérer le contact frottant de manière plus locale. Leur approche consiste à lier l'usure et la dégradation des surfaces en contact à une génération de chaleur *locale*. Cette approche locale introduit le concept d'interface entre les corps en contact ou *troisième corps* (qui sera développé plus longuement par la suite). Ainsi, il est possible de découpler la génération de chaleur à l'interface par :

- la part issue du frottement classique entre corps en contact ;
- la part issue de l'usure constante à l'interface.

Si cette première approche locale est encourageante, la thermique au sein même de l'interface reste simplifiée. On y suppose une température uniforme. Si le troisième corps est enfin intégré dans la théorie du contact frottant sec, il reste encore à en améliorer son influence au sein des modèles thermiques, par le passage d'une échelle macroscopique du contact (globale) à son échelle microscopique (locale).

1.4 L'approche thermique du contact à trois corps : Modèle de Ryhming

Ryhming [5] a été l'un des pionniers de la thermique du contact frottant sec mettant en jeu non plus deux mais trois corps (en l'appliquant notamment à l'usinage). Il suppose que l'ensemble du flux de chaleur est généré dans le volume intermédiaire *TC* (Fig. 1.11) par déformations plastiques de ce dernier lors de l'accommodation de la différence des vitesses des corps "en contact". Les flux de chaleur sont donc à la fois traités dans le volume intermédiaire ainsi que dans les premiers corps.

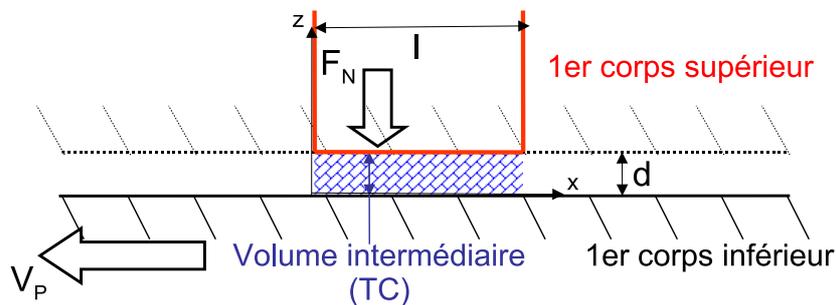


FIG. 1.11: Modèle de type "Ryhming" avec la présence d'un volume intermédiaire *TC*.

La distribution de la température T_{TC} en régime transitoire dans le volume intermédiaire TC est gouvernée par l'équation de la conduction de la chaleur (avec le terme de génération de chaleur "locale") :

$$\frac{\partial^2 T_{TC}}{\partial z^2} = \frac{1}{\alpha_{TC}} \frac{\partial T_{TC}}{\partial t} - \frac{q_\mu}{k_{TC}} \quad (1.4)$$

$$0 \leq z \leq d$$

$$0 \leq t$$

où α_{TC} et k_{TC} sont respectivement la diffusivité et la conductivité du volume intermédiaire TC .

La génération de chaleur locale par unité de surface et de temps t s'écrit sous la forme :

$$q_\mu = \frac{\mu F_N V_P}{ld} \quad (1.5)$$

avec :

μ le coefficient de frottement macroscopique ;

F_N la force de contact ;

V_P la vitesse de glissement ;

l et d respectivement la longueur et l'épaisseur du contact élémentaire.

Ces équations sont résolues pour les conditions limites suivantes :

$$t = 0 \quad ; \quad T_{TC} = 0$$

$$z = 0 \quad ; \quad T_{TC} = T_{INF}(t, x, 0) \quad (1.6)$$

$$z = d(x) \quad ; \quad T_{TC} = T_{SUP}(t, x, d)$$

avec T_{INF} et T_{SUP} les températures des corps inférieur et supérieur.

Pour la pièce brute animée de la vitesse V_P , une solution fondamentale du profil de température T_{INF} est donnée par :

$$T_{INF} = \frac{1}{2\pi\alpha_{INF}} \int_0^t \frac{d\tau}{t-\tau} \int_0^l g(\xi) \exp\left(-\frac{[x-\xi+V_P(t-\tau)]^2+z^2}{4k_{INF}(t-\tau)}\right) d\xi \quad (1.7)$$

où :

$g(\xi)$ est une fonction source inconnue dans le plan $z = 0$;

k_{INF} est la conductivité du corps inférieur.

De manière similaire, la température $T_{SUP}(t, x, z)$ du corps supérieur soumis lui aussi à l'équation classique de la conduction de la chaleur s'écrit :

$$T_{SUP} = \frac{1}{2\pi\alpha_{SUP}} \int_0^t \frac{d\tau}{t-\tau} \int_0^l f(\xi) \exp\left(-\frac{(x-\xi)^2+(z-d)^2}{4k_{SUP}(t-\tau)}\right) d\xi \quad (1.8)$$

où :

$f(\xi)$ est l'analogue de la fonction source inconnue $g(\xi)$ mais définie dans le plan $z = d$;

k_{SUP} est la conductivité du corps supérieur.

Les fonctions $f(x)$ et $g(x)$ déterminent la quantité de chaleur qui pénètre les corps supérieur et inférieur. Elles sont définies pour les temps longs et les temps courts [5] par :

$$\begin{aligned} k_{TC} \frac{dT_{TC}}{dz} \Big|_{z=d+} &= -f(x), & 0 < x < l \\ k_{TC} \frac{dT_{TC}}{dz} \Big|_{z=0-} &= g(x), & 0 < x < l \end{aligned} \quad (1.9)$$

Ainsi le profil de température au sein du volume intermédiaire s'écrit sous la forme :

$$T_{TC}(z) = T_{INF} + \frac{q_\mu}{2\alpha_{TC}} z(d-z) + (T_{SUP} - T_{INF}) \frac{z}{d} \quad (1.10)$$

Ainsi, Ryhming observe "naturellement" un saut de température à l'interface macroscopique (surfaces des premiers corps). Une partie de la chaleur générée est donc dissipée dans le volume intermédiaire, en fonction de ses propriétés thermiques. Il montre aussi que la température maximale peut se situer au sein même du volume à l'interface et non plus à la surface des premiers corps. Cela ouvre donc des perspectives intéressantes dans le contrôle et l'évacuation de la chaleur.

Cependant, l'approche de Ryhming possède certaines restrictions.

La génération de chaleur q_μ au sein du contact est issue des forces de frottement. Elle se cale donc sur les modèles de type Blok-Jaeger (Eq.1.1) avec toutes les difficultés évoquées pour déterminer à la fois les pressions de contact locales P_N et le coefficient de frottement μ .

S'il y a un saut de température global, il y a néanmoins une continuité thermique entre la surface du volume intermédiaire et les surfaces des premiers corps. Ryhming lui-même évoque la possibilité de considérer un glissement à l'interface entre le volume intermédiaire et les premiers corps afin de pouvoir observer "une nouvelle fois" des sauts de frottement à une échelle maintenant locale.

L'application du modèle analytique de Ryhming reste assez délicate à mettre en oeuvre pour un grand nombre de cas tribologiques.

Enfin, la rhéologie propre du volume intermédiaire n'est pas prise en compte. Le coefficient de frottement μ masque l'ensemble des phénomènes complexes qui ont lieu au sein de ce volume en cisaillement. La compréhension des phénomènes de génération locale de chaleur est occultée, ne donnant pas au volume intermédiaire le "pouvoir" thermique qu'on peut lui attribuer [40].

A la même époque, le manque de formalisme sur le frottement sec amène Godet [12] à considérer ce volume intermédiaire comme un élément à part entière du contact (que ce soit d'un point de vue thermique, physico-chimique ou mécanique). La notion de "troisième corps" prend alors toute son importance, amenant alors à reconsidérer une nouvelle fois l'approche thermique du contact sec.

1.5 L'approche thermique du contact avec troisième corps

1.5.1 Le concept de troisième corps

Définition & Rôle

Si à première vue la notion de troisième corps semble évidente dans la mécanique des contacts lubrifiés (le lubrifiant jouant ce rôle de troisième corps), il n'en est pas de même lorsque l'on traite des contacts dits "secs".

C'est au début des années 80 que le concept a pris toute son ampleur grâce aux travaux de

Godet [10, 12] suivis par ceux de Berthier [11, 14, 46]. Lorsque deux pièces sont en contact frottant, les phénomènes d'usure entraînent le détachement de particules qui peuvent :

- soient être éjectées du contact ;
- soient être piégées (ou en circulation) dans le contact.

Dans le premier cas, on parle véritablement d'usure. Dans le second cas, les particules participent activement (de manière positive ou non) à la dynamique du “nouveau” contact, avec une rhéologie qui leur est propre.

Le troisième corps (fluide ou solide) a pour but :

- de transmettre la charge appliquée au contact ;
- d'accommoder la différence de vitesses entre les premiers corps [19, 47, 48] ;
- de prévenir l'usure des corps supposés en contact [49] ;
- de jouer un rôle thermique, en évacuant la chaleur ou en favorisant sa diffusion [50].

Si dans la majorité des cas ce film de particules solides est une conséquence des conditions de contact des mécanismes (Fig. 1.12), il est possible de l'introduire volontairement (on parle alors de troisième corps “artificiel”), en tant que lubrifiant solide, comme par exemple dans le cas des paliers à poudres [51, 52]. L'avantage principal réside dans la plus grande stabilité (notamment thermique) du lubrifiant solide comparée à celle des lubrifiants fluides (de type huiles). L'exemple le plus parlant est peut-être le revêtement PTFE des poêles de cuisine.

Le bon fonctionnement d'un contact avec un lubrifiant solide réside dans la capacité de ce dernier à :

- avoir une faible dureté afin d'offrir une faible résistance au cisaillement (dans le cas de contacts glissant) ;
- avoir une grande stabilité thermique et physico-chimique (pour ne pas attaquer les surfaces et ne pas réagir avec le milieu ambiant et ainsi conserver des propriétés mécaniques stables) ;
- posséder une solubilité limitée dans les matériaux ;
- avoir des propriétés anti-corrosion ;
- être pur au maximum afin de limiter la présence de particules étrangères et notamment abrasives.

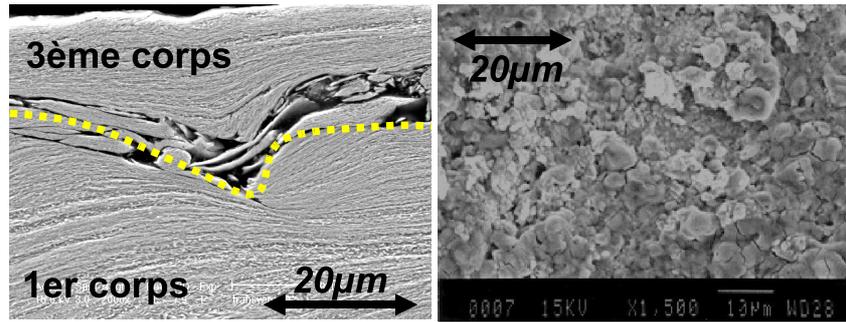


FIG. 1.12: Le troisième corps solide dans différentes conditions : très cisailé (gauche, en vue latérale), pulvérulent (droite, en vue de dessus).

Le triplet tribologique

L'introduction du concept de troisième corps oblige à revoir la notion de contact dans son ensemble. Le triplet tribologique permet cette transition en représentant de manière phénoménologique tout contact mécanique (Fig. 1.13) :

- le mécanisme agit notamment sur les conditions de contact (rigidité du contact, géométrie, dynamique, etc.) [53] ;
- les premiers corps subissent les sollicitations [54], ce qui influe sur la dynamique du contact et la génération ou non de troisième corps ;
- le troisième corps participe activement à la vie du contact (accommodation de la différence de vitesses, prévention de l'usure, rôle thermique, etc.) [12, 46, 49].

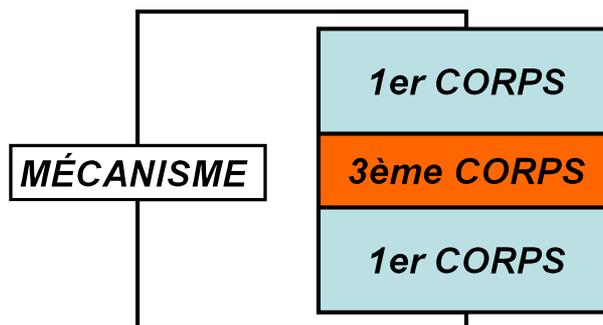


FIG. 1.13: Le triplet tribologique, qui considère le contact à la fois localement (troisième corps) et globalement (mécanisme) en plus des premiers corps en contact.

Le circuit tribologique

Le contact lui-même possède une dynamique particulière qui fait intervenir à la fois les premiers et troisièmes corps présents. Berthier [46] propose le concept de “circuit tribologique” comme moyen pour représenter l’ensemble des débits qui peuvent animer tout contact élémentaire de longueur dx (Fig. 1.14).

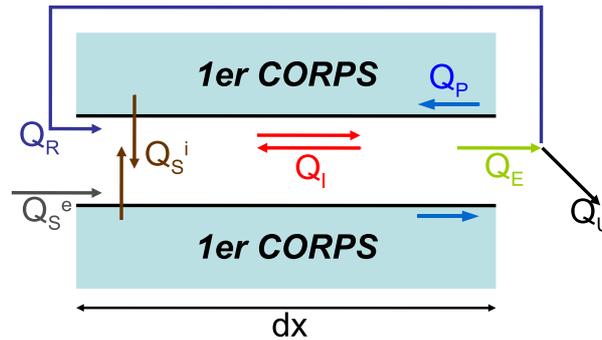


FIG. 1.14: Le circuit tribologique 2D : ensemble des débits de troisième corps qui peuvent participer à la vie du contact au cours du glissement.

Les différents débits du circuit sont les suivants :

- le débit source interne Q_S^i , à la base de la génération d’un troisième corps dit “naturel” et obtenu par la dégradation des surfaces des premiers corps lors du frottement ;
- le débit source externe Q_S^e , alimentation externe en troisième corps dit “artificiel” (par exemple de l’huile dans le cas des contacts lubrifiés) ;
- le débit interne Q_I , correspondant à la circulation interne du troisième corps dans le contact ;
- le débit d’éjection Q_E , représentant le débit de troisième corps qui quitte le contact élémentaire de longueur dx ;
- le débit de recirculation Q_R , concernant les particules éjectées pouvant être réintroduites dans le contact élémentaire de par la géométrie du contact ;
- le débit d’usure Q_U , définissant la quantité de particules qui quittent de manière irréversible le contact ;
- le débit d’écoulement plastique Q_P , traduisant l’écoulement plastique de la peau des premiers corps.

Sites & Modes d’accommodation des vitesses

La compréhension de l’ensemble des phénomènes qui gouvernent la dynamique du contact frottant passe par l’étude des différents sites S_i et modes M_j d’accommodation des vi-

tesses relatives des premiers corps. Il est possible de décomposer le troisième corps comme étant l'association de complexes de surface et d'un volume intermédiaire et d'obtenir ainsi six différents sites pour quatre modes d'accommodation des vitesses possibles (Fig. 1.15) :

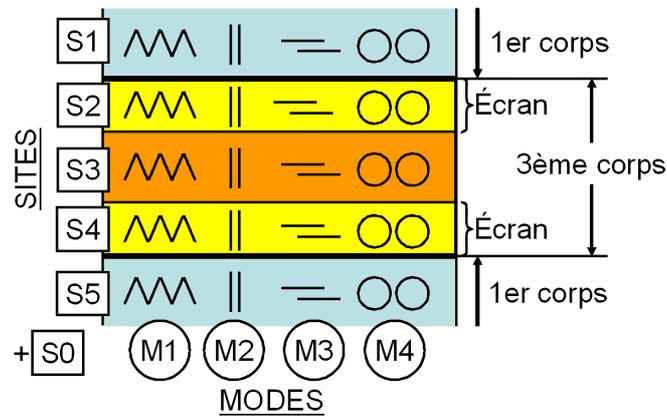


FIG. 1.15: Les différents sites S_i et modes d'accommodation M_j des vitesses.

Les sites d'accommodation S_i représentent :

- le mécanisme pour S_0 ;
- les peaux et volumes des premiers corps pour S_1 et S_5 ;
- les complexes de surface (épaisseur de quelques nanomètres) pour S_2 et S_4 ;
- le troisième corps “volumique” (de quelques à plusieurs dizaines de micromètres) pour S_3 .

Il est à noter que les sites S_2 , S_3 et S_4 n'existent pas forcément en même temps.

Les modes d'accommodation M_j représentent :

- le mode élastique pour M_1 ;
- le mode de rupture générant des colonnes normales à la surface de contact, de raideur différente à celle du massif initial pour M_2 ;
- le mode de cisaillement (déformation plastique ou viscosité des corps) pour M_3 ;
- le mode de roulement pour M_4 .

La combinaison d'un site S_i et d'un mode M_j forme un mécanisme d'accommodation de vitesses noté S_iM_j . Dans le cas d'une lubrification hydrodynamique par exemple, le mécanisme d'accommodation est alors S_3M_3 (le film de lubrifiant se cisaille). De manière plus exotique mais tout aussi tribologique, la “marche” d'un escargot est une association des modes S_1M_1 (ondulation de son pied), S_2M_3 et S_4M_3 (cisaillement du mucus ou “bave”).

Lorsque l'on considère le frottement sec, plusieurs mécanismes peuvent s'associer ou se succéder passant par exemple de S_1M_2 et S_5M_2 (dégradation des premiers corps) à

S3M3 (relais du troisième corps en cisaillement).

Cet outil permet notamment de découpler l'ensemble des phénomènes physiques qui gouvernent la vie d'un contact. Il permet aussi de clarifier la méthodologie en expertise tribologique et d'effectuer un premier transfert vers les méthodes de simulation numérique.

Il est cependant important de souligner que cette approche reste très globale et essentiellement descriptive. Selon les cas, il est possible d'observer différents types d'accommodation des vitesses *S3M3* en fonction des propriétés locales du corps intermédiaire et de l'adhérence aux parois [15] sans que cette méthode en rende compte de manière formelle.

Conclusion

L'ensemble des considérations précédemment évoquées aboutit au fait que le troisième corps joue un rôle fondamental dans la mécanique du contact mais aussi dans sa thermique. Si, par exemple, ses propriétés intrinsèques peuvent jouer un rôle d'isolant ou de conducteur thermique, le fait qu'il participe activement à l'accommodation des vitesses par déformations plastiques le place également en tant que source de chaleur. Il est alors possible d'expliquer les sauts de température observés expérimentalement ainsi que la volonté, ces dernières années, de s'attacher à modéliser concrètement cette couche de troisième corps pour comprendre l'origine de ce phénomène.

1.5.2 Bilan

Il existe très peu de travaux concernant l'étude thermique du contact avec prise en compte d'un troisième corps solide. Par manque de données ou par simplification, la grande majorité des études considère un contact parfait où le troisième corps se résume à un coefficient de frottement et/ou à un coefficient de partage supplémentaire qui représente un flux dissipé par usure. Or un certain nombre d'auteurs [6, 13, 14, 44] a pu mettre en avant l'influence du troisième corps au sein du contact lorsqu'il reste piégé (ou en transit) entre les premiers corps et participe fortement à l'accommodation des vitesses relatives. On suppose alors que les sauts de température observés expérimentalement à l'interface de contact sont directement liés à l'influence du troisième corps. Très souvent, le compromis entre les modèles et la justesse des résultats se fait au détriment de la compréhension des phénomènes locaux au sein même du troisième corps. Les modèles analytiques utilisant les résistances thermiques notamment [55] donnent des résultats intéressants mais sont aussi très insuffisants pour comprendre l'origine physique du phénomène. Les modèles de type Ryhming tentent de considérer plus finement la rhéologie du troisième corps en le plaçant

au centre de la thermique du contact. Mais le manque de souplesse de ces études limite à la fois l'implémentation locale des propriétés du troisième corps ainsi que l'étendue de ses domaines d'application.

Il devient alors nécessaire d'utiliser des modèles numériques qui permettent d'idéaliser les systèmes et d'approfondir le développement des équations qui gouvernent la thermique du contact. Il convient aussi de redéfinir la notion de frottement et de partage de la chaleur, qui sont au centre des modèles thermiques actuels et qui empêchent une meilleure compréhension du contact frottant sec.

1.5.3 Les modèles numériques

Parmi les applications où le troisième corps est étudié de manière numérique, on trouve le cas du freinage avec des matériaux composites carbone-carbone. Généralement, les températures atteintes dans ce genre de contact sont très importantes (plusieurs centaines de degré) et les épaisseurs de troisième corps sont suffisantes pour être observées et mesurées. Ainsi les mesures thermiques, notamment par caméra infrarouge, sont facilitées (malgré un grand nombre de problèmes persistants) et cela alimente les modèles numériques. De plus, le carbone reste un matériau très étudié dont les propriétés sont connues de manière précise et sa stabilité permet de simplifier grandement les problèmes thermiques.

Représentation du troisième corps par des résistances thermiques

Dans le cas du freinage carbone-carbone, Day et al. [9, 56] ont été en mesure de diviser le contact frottant en cinq phases distinctes sur le modèle du triplet tribologique [46]. La description du contact se décline alors sous la forme (Fig. 1.16) :

- Phase 1, premier corps supérieur ;
- Phase 2, zone de réaction ;
- Phase 3, surfaces oxydées ;
- Phase 4, couche d'interface ;
- Phase 5, premier corps inférieur.

La méthode des éléments finis est utilisée pour modéliser les premiers corps dans leur ensemble ainsi que leur évolution thermique. En ce qui concerne le troisième corps (phase 4), Day le représente par une conductance thermique (inverse de la résistance thermique) dont la valeur varie de 1000 à $10000 W.m^{-2}.K^{-1}$. Ainsi, les auteurs montrent qu'un saut de température très net est observé à l'interface des premiers corps. Malheureusement, l'utilisation d'une conductance de contact ne permet pas de décrire correctement la thermique

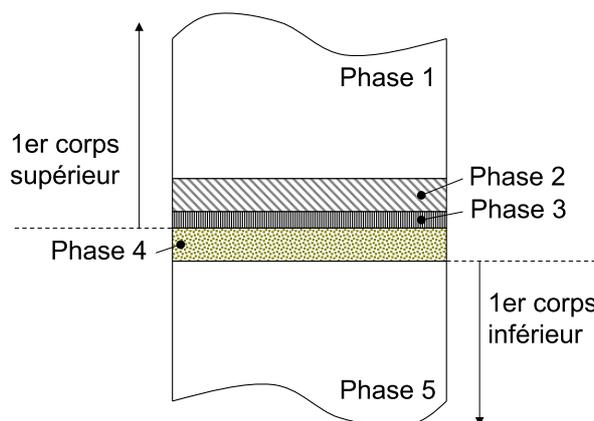


FIG. 1.16: Décomposition du contact frottant appliquée au freinage carbone-carbone [56].

dans le troisième corps. Cette approche impose une distribution linéaire de la température selon l'épaisseur du troisième corps, en contradiction forte avec les résultats de Ryhming notamment. Une nouvelle fois, la rhéologie propre du troisième corps est occultée afin de représenter à une échelle globale la thermique du contact frottant sec.

Cette omission a poussé d'autres auteurs à entreprendre des modélisations plus fidèles à la réalité.

Représentation du troisième corps de manière continue et homogène

Plusieurs auteurs dont Kennedy [17,42] et Ryhming [5] avancent l'hypothèse d'une source de chaleur volumique au sein du troisième corps par déformation plastique. Cette déformation plastique traduit le processus d'accommodation des vitesses dont le troisième corps est le principal acteur.

La méthode numérique qui consiste à représenter le troisième corps de manière continue et homogène est un premier pas dans l'étude locale du contact. En effet, à l'aide d'un modèle par éléments discrets (voir paragraphe 1.5.5), il est possible de mettre en avant l'influence fondamentale des propriétés locales du troisième corps (et notamment sa cohésion) sur le profil d'accommodation des vitesses (Fig. 1.17) [19,47].

Le profil (a) peut s'apparenter à un troisième corps de type fluide. Le gradient de vitesse est constant dans l'épaisseur et il n'y a pas de glissement à l'interface avec les premiers corps A et B . Le profil (b) traduit un troisième corps de type solide qui est lié au corps supérieur A animé de la vitesse V_A . L'accommodation est fortement localisée à l'interface avec le corps inférieur B animé de la vitesse V_B . Enfin, le profil (c) montre une accommodation

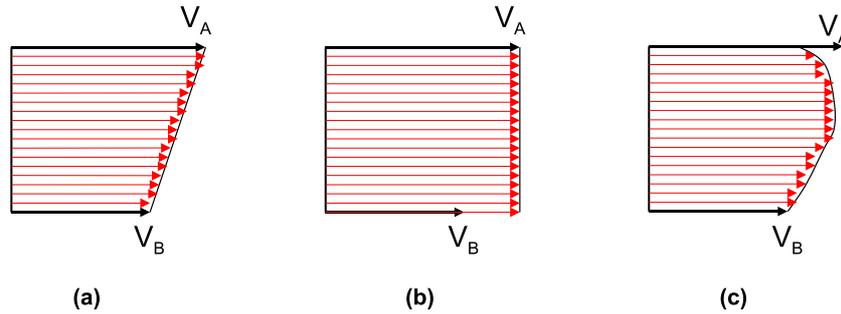


FIG. 1.17: Trois types de profil d'accommodation des vitesses pouvant être obtenus dans le troisième corps pour accommoder la différence de vitesse $V_A - V_B$ des premiers corps. (a) Accommodation de type fluide. (b) Accommodation de type solide. (c) Accommodation de type mixte.

de type “mixte” avec à la fois du glissement à l'interface avec le corps supérieur et un gradient de cisaillement (non constant) dans l'épaisseur du troisième corps.

Ces trois profils traduisent respectivement un troisième corps non-cohésif (a), fortement cohésif (b) et ayant cohésion intermédiaire (c). Des études plus approfondies sur le sujet seront exposées au chapitre 3.

Les résultats thermiques montrent une forte influence de ces profils d'accommodation des vitesses. Les différences observées d'un régime d'accommodation des vitesses à un autre peuvent atteindre 150°C dans le cas du freinage avec des matériaux composites carbone-carbone (travaux de Majcherczak et al. [50]). De plus, les résultats numériques avec prise en compte du troisième corps permettent de se rapprocher des températures mesurées expérimentalement. Le pic de température se localise aussi au sein du troisième corps (Fig. 1.18), en accord avec les prédictions analytiques de Ryhming. L'introduction de ce volume intermédiaire continu et homogène est donc nécessaire afin de comprendre toute la complexité de la thermique du contact.

Cependant, les profils d'accommodation des vitesses sont imposés par la nature même de la modélisation du troisième corps (continu). La notion de troisième corps “continu et homogène” est aussi un concept qui définit assez mal la vraie nature de ce troisième corps plutôt discontinu dans sa structure et sa rhéologie. Dans ces modèles, les paramètres locaux du troisième corps (cohésion) ne sont pas explicitement à la source de la génération de la chaleur, d'autant plus que de récents travaux [28, 57] ont mis en avant la forte dépendance des propriétés locales du troisième corps avec l'environnement (taux d'humidité, température, etc.). La marche supplémentaire à gravir consisterait donc à étudier l'influence directe des propriétés locales de ce troisième corps à la fois sur les profils d'accommodation des vitesses mais aussi sur les profils de température dans le contact, à la

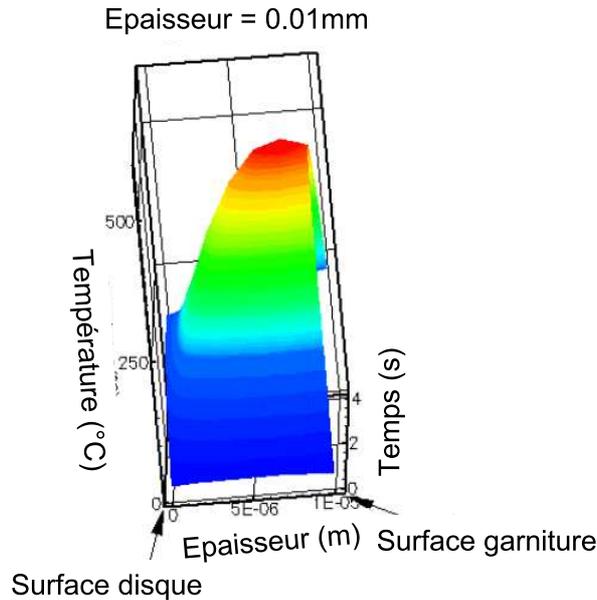


FIG. 1.18: Evolution des températures dans le troisième corps dans le cas du freinage carbone-carbone (d'après [50]).

fois dans l'épaisseur du troisième corps mais aussi dans celle des premiers corps.

1.5.4 Contexte de l'étude

Depuis les années 30 et la naissance de l'étude thermique du contact sec via les travaux de Blok, l'approche et les concepts ont fortement évolué. Cependant, une tendance reste constante : réduire de plus en plus les échelles de modélisation afin de comprendre plus finement les origines du frottement, de la génération de chaleur à l'interface et de sa diffusion dans les corps présents. Toutefois, cette perpétuelle "descente" ne doit pas faire oublier au modélisateur que la physique peut changer radicalement d'une échelle à l'autre et que des simplifications drastiques peuvent alors faire perdre le sens physique même des modèles.

L'utilisation des coefficients de partage a permis d'ouvrir la porte à un grand nombre d'études et modèles analytiques puis numériques afin de modéliser "de manière simple" les échanges qui s'opèrent au sein d'un contact frottant. Par la suite, la place de plus en plus importante accordée au troisième corps, interface volumique entre des premiers corps supposés en contact, a obligé la communauté "tribo-thermique" à modifier son échelle de modélisation : d'une échelle macroscopique (premiers corps), on est passé à une échelle

microscopique avec la prise en considération d'une rhéologie du troisième corps (particules d'usure, profils d'accommodation des vitesses, etc.) qui influe sur les processus thermiques. Toutefois, cette première approche locale ne permet pas encore de comprendre réellement les phénomènes en jeu au sein du troisième corps, à la fois à l'origine de la génération de chaleur et de son transport. Si l'on peut cerner toute l'importance jouée par le troisième corps, les perspectives et les domaines d'applications sont très vastes : du freinage à la lubrification solide en passant par la biomécanique [58], le contrôle de la thermique du contact par le troisième corps apporterait un grand nombre de solutions concrètes aux problèmes rencontrés aujourd'hui.

1.5.5 Quel outil de modélisation à l'échelle locale ?

Si la compréhension des phénomènes thermiques qui s'opèrent au sein du contact frottant sec passe bien entendu par la détermination précise des sites de génération et des modes de diffusion de la chaleur, il est nécessaire dans un premier temps de modéliser le plus fidèlement possible la mécanique du contact. Du mode d'accommodation des vitesses relatives entre premiers corps au glissement possible à l'interface en passant par l'influence des propriétés locales du troisième corps, c'est à partir de ces réponses mécaniques que les bases de la thermique du contact doivent être établies.

Il est possible de trouver dans la littérature deux types d'approche pour modéliser l'écoulement de particules solides dans le contact frottant :

- des modèles basés sur les équations de la mécanique des milieux continus (modèles quasi-hydrodynamique et cinétique) ;
- des modèles basés sur une description discrète des particules piégées dans le contact (modèles par éléments discrets).

La modélisation quasi-hydrodynamique

Cette approche a été développée par Heshmat [59] et appliquée au cas des paliers à poudre. Elle se base sur l'étude de la loi rhéologique des poudres ainsi que sur les équations de la lubrification (on considère ici que les poudres se comportent comme des fluides non-newtoniens). Pour simplifier le problème de la dégradation des surfaces qui alimentent le troisième corps, Heshmat propose une alimentation externe et continue du contact en particules solides. Le lubrifiant solide peut alors être caractérisé rhéologiquement en dehors du contact [60, 61] (expérimentalement) et ainsi, en adaptant l'équation de Reynolds, il est possible de le considérer comme un lubrifiant "classique".

La loi rhéologique s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\mu_0}(\tau + \alpha\tau^3 + \gamma\tau^5) \quad (1.11)$$

avec :

u le champ de vitesse dans l'épaisseur du troisième corps ;

τ la contrainte de cisaillement ;

μ_0 la viscosité du troisième corps ;

α et γ les paramètres rhéologiques qui caractérisent le comportement non-newtonien des poudres.

Cette méthode est efficace s'il est possible de déterminer correctement la rhéologie du troisième corps en dehors du contact et si cette dernière conserve ses propriétés dans le contact cisailé. Malheureusement, les faibles quantités de troisième corps produites lors du frottement sec ainsi que leur forte sensibilité physico-chimique font que cette approche ne permet généralement pas de définir la réelle rhéologie de ce corps intermédiaire dans le contact "en fonctionnement".

La modélisation cinétique

Un certain nombre de travaux [62–68] a permis à ce modèle macroscopique basé sur des propriétés microscopiques des particules de troisième corps de se développer. Il se fonde essentiellement sur les équations de la mécanique des fluides (conservation de la masse, de l'énergie, théorème de la quantité de mouvement, etc.).

Les paramètres macroscopiques (pression P , viscosité η , diffusivité thermique K et pertes énergétiques I) s'écrivent en fonction de la "température granulaire" ν , de la fraction solide du milieu, etc. selon :

$$\begin{aligned} P &= td\rho\frac{\nu^2}{s} \\ \eta &= qd^2\rho\frac{\nu}{s} \\ K &= rd^2\frac{\nu}{s} \\ I &= \gamma\rho\frac{\nu^3}{s} \end{aligned} \quad (1.12)$$

avec :

t , q , r et γ des constantes sans dimension ;

s la distance de séparation ;

ρ la densité des particules ;

d le diamètre moyen des particules ;

On trouvera plus de détails dans [19].

Cette approche, qui peut traiter d'un milieu granulaire dense ("enduring contacts" [69]) ou peu dense (on parle alors de chocs entre particules) ne peut être appliquée qu'à des pressions de contact de l'ordre du KPa , ce qui sous-estime de plusieurs ordres de grandeur les pressions de contact que l'on obtient concrètement dans les contacts mécaniques du domaine d'étude de ces travaux (du MPa au GPa).

La modélisation par éléments discrets

Les modèles par éléments discrets (DEM pour Discrete Element Method) ont à la base été développés par Cundall et al. [70] pour des applications de type géotechnique. Leur souplesse au niveau du passage d'une échelle à l'autre permet de les adapter à des problèmes dynamiques de tribologie, notamment lorsqu'il est nécessaire de traiter des corps de manière discontinue. Dans ce domaine, un certain nombre de travaux [19, 71–73] a fortement participé à l'utilisation de cet outil pour modéliser le troisième corps. Le système étudié est représenté de façon idéaliste par un ensemble d'éléments solides indépendants (aussi appelés "éléments discrets"). Les lois classiques de la mécanique (loi de Newton) sont appliquées sur chacun de ces éléments afin de gérer leur vie propre au sein du contact (accélération, vitesses et déplacements). La principale difficulté se situe au niveau de la détermination d'une loi d'interaction inter-éléments fidèle à la physique du problème traité. Malgré tout, plusieurs travaux [13, 19, 74] ont déjà montré que l'utilisation de lois relativement simples menait à des résultats concluant sur certaines rhéologies de troisième corps, en accord avec les observations expérimentales réalisées sur le même thème [75].

D'un point de vue numérique, il est possible de définir historiquement deux grandes familles de méthodes par éléments discrets [76–79].

Les méthodes dites "smooth DEM" travaillent avec des régions de contacts faibles comparées à la taille des éléments discrets. Cette interpénétration limitée entre éléments suppose alors que les solides sont indéformables. De plus, les interactions sont indépendantes les unes des autres. Elles sont calculées sur un pas de temps uniquement à partir de l'interpénétration au contact considéré (calcul explicite).

Les méthodes dites "non-smooth DEM" ont une approche moins rigide. Les interactions sont dépendantes les unes des autres. Un traitement implicite de l'ensemble des interactions sur un pas de temps donné aboutit à un équilibre dans le calcul des forces de contact.

De plus, Jean [78] a adapté la méthode afin de traiter les solides déformables. Il est alors possible d'observer des gradients de propriétés (contraintes, déformations, températures, etc.) au sein même d'un élément discret ou bien d'obtenir des variations de géométrie. On lira au sujet des méthodes non-smooth DEM les travaux de Jean [78], Dubois et al. [80] et Renouf et al. [81] notamment.

Il est important de souligner que cette classification est très symbolique dans le sens où il est tout à fait possible d'emprunter certaines hypothèses de la méthode smooth et de la méthode non-smooth en fonction du problème à traiter (on peut par exemple travailler avec des solides déformables et un traitement explicite des interactions).

Sur le plan thermique, de nombreuses études ont été réalisées à l'aide de ces méthodes, notamment au travers des travaux de Vargas et McCarthy ([82–86]). Sur des domaines statiques, ces auteurs ont implémenté l'ensemble des processus de diffusion de chaleur dans le milieu granulaire. Si de fortes concordances existent entre les prédictions numériques et les mesures expérimentales, il reste encore à réaliser des études dynamiques selon la même approche.

L'avantage de ces méthodes DEM réside aussi dans le fait qu'il est possible de visualiser "concrètement" l'évolution du contact au cours de sa vie. L'approche est beaucoup moins conceptuelle et bien plus intuitive. Il n'en reste pas moins que la difficulté liée à la représentation locale des phénomènes au sein du troisième corps persiste et que des études approfondies doivent être menées en la matière.

L'approche à l'échelle atomique

Le souci de toujours aller au plus petit, au plus élémentaire, a amené un certain nombre d'auteurs à aborder le problème de la thermique du frottement à l'échelle atomique [88–92].

Sur le même schéma que celui employé lors de l'étude locale à l'échelle du troisième corps, cette approche permet de générer la chaleur à partir du modèle atomique et non pas de l'imposer comme donnée d'entrée. En effet, il a été montré qu'à cette échelle aussi la thermique du contact dépendait de la géométrie des surfaces en contact, des propriétés thermo-physiques locales mais aussi de la distribution des sites générateurs de chaleur. Cette distribution volumique de la chaleur ne peut être déterminée que par une étude locale du contact, ici à l'échelle de l'atome. La modélisation se base donc à la fois sur les phénomènes de déformations plastiques et élastiques ainsi que sur la cohésion à l'échelle du nanomètre.

Il a été mis en avant, dans le cas d'un contact entre deux corps sans volume intermédiaire (troisième corps), que la génération de chaleur se produisait principalement à l'interface de

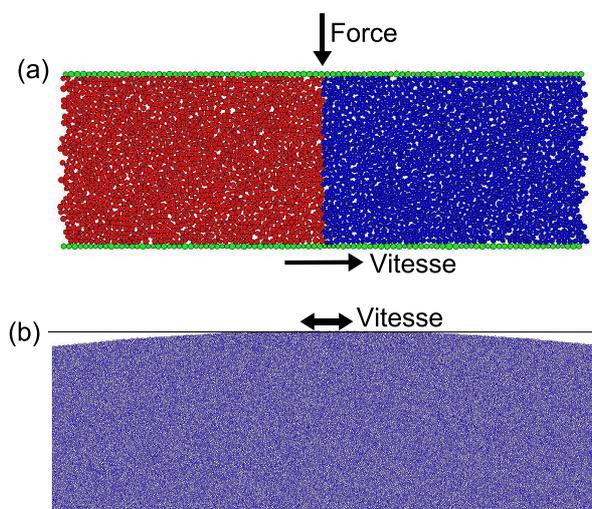


FIG. 1.19: Applications tribologiques par la méthode des éléments discrets. (a) Domaine modélisé en “smooth-DEM” pour le cas du cisaillement simple [47], (b) Domaine modélisé en “non-smooth DEM” pour le cas du fretting [87].

contact, sur une épaisseur de quelques atomes. Il a aussi été montré que cette distribution n’était pas fixe dans le temps ni dans l’espace et que par conséquent la chaleur générée par frottement ne correspondait pas toujours à la chaleur générée à l’interface théorique de contact [93].

Ces méthodes s’attachent donc à comprendre à l’échelle de l’atome les phénomènes qui sont observés macroscopiquement. Si les résultats sont prometteurs en termes d’approche physique et concrète d’un problème donné, la modélisation atomique ne permet pas d’étudier des situations tribologiques à plus grande échelle : le nombre d’éléments mis en jeu serait trop coûteux en temps et moyens de calcul. Seuls des cas-typés – le frottement sec de deux matériaux aux propriétés connues et industriellement intéressantes – peuvent être traités.

1.6 Le choix

Comme il a été montré expérimentalement, le troisième corps se présente sous un aspect fortement discontinu. Les fortes déformations dont il peut être le siège, ainsi que la notion de dégradation et d’usure, empêchent l’utilisation directe des méthodes par éléments finis pour en comprendre la rhéologie locale. S’il est très difficile et coûteux de

modéliser les géométries réelles d'un amas de particules de troisième corps piégées dans le contact [18], l'aspect discret de ce dernier ne doit cependant pas être occulté. Un certain nombre de travaux a aussi montré toute l'importance des propriétés locales des particules de troisième corps, ainsi que la forte implication de la composante physico-chimique qui participe à la vie du contact [57]. Il est donc nécessaire de pouvoir gérer au sein du modèle des lois de contact qui traduisent les interactions microscopiques dans le troisième corps. Les méthodes quasi-hydrodynamique et cinétique ne paraissent donc pas adaptées à ce type d'approche où le milieu reste relativement dense et soumis à des pressions locales importantes. L'approche à l'échelle atomique s'intéresse concrètement à ces phénomènes locaux à l'origine du frottement et de l'échauffement du contact, mais sa faible souplesse d'utilisation et d'adaptation (grand nombre d'éléments à traiter, etc.) oblige à faire des compromis (taille du contact, temps effectif de modélisation, etc.) aux dépens de la physique du problème.

L'objectif, dans un premier temps, est de pouvoir comprendre la dynamique du troisième corps en frottement sec. Si actuellement il n'est pas possible d'obtenir de manière concrète les propriétés locales des particules du troisième corps, le modèle doit pouvoir étudier de manière large le spectre des grandeurs mécaniques microscopiques de ce dernier (comme la cohésion par exemple). Le modèle par éléments discrets permet de prendre en compte cet aspect local du système directement dans la loi d'interaction établie entre les éléments qui composent le troisième corps. Une étude paramétrique sur la cohésion locale requiert "seulement" en plus que la modification d'une donnée d'entrée du modèle. Le problème de la modélisation du troisième corps – amas de particules aux formes et contraintes subies très variables selon l'épaisseur du contact – peut être résolu par un modèle discret. Iornanoff et al. [47] et Chan Tien et al. [94] ont pu mettre en avant le fait qu'un ensemble de sphères avec des lois d'interaction particulières permet de représenter de manière fidèle non pas les particules de troisième corps mais la rhéologie du troisième corps dans son ensemble. De la sorte, c'est bien à partir des paramètres locaux (via la loi d'interaction inter-éléments) que la compréhension de la mécanique du frottement sera mise en avant.

D'un point de vue thermique, le modèle discret permet d'attribuer les propriétés thermiques aux éléments qui composent le troisième corps. De plus, les études antérieures menées par Vargas et McCarthy constituent une base solide pour l'implémentation dynamique du modèle. La génération de chaleur par déformations plastiques ainsi que sa diffusion dans le contact (troisième et premiers corps) fera l'objet d'un certain nombre d'hypothèses nécessaires relatives aux milieux granulaires.

La notion de frottement elle-même est remise en question par les modèles discrets. L'étude locale de l'ensemble des phénomènes mécaniques et énergétiques du système permettra d'approcher le frottement différemment et de comprendre si le coefficient de frottement μ et les coefficients de partage X_i suffisent ou non à expliquer la thermique du contact.

En se basant sur les travaux dynamiques de Iordanoff [15] et thermo-statiques de Vargas et McCarthy [83], le modèle développé dans ce manuscrit a pour objectif d'apporter un certain nombre d'explications sur l'ensemble des processus microscopiques qui gouvernent la thermique du contact frottant sec en remplaçant le frottement au centre des préoccupations, non plus en tant que donnée d'entrée (au travers des coefficients μ et X_i imposés) mais en tant que donnée de sortie (μ et X_i obtenus).

Chapitre 2

Description du modèle mécanique

Ce chapitre décrit plus en détail la modélisation mécanique du contact avec troisième corps selon la méthode par éléments discrets. Il met ainsi en avant les paramètres macroscopiques (pression de contact, vitesse de glissement) et microscopiques (cohésion des éléments discrets, etc.) du modèle tout en veillant à respecter un certain nombre de règles et hypothèses liées à l'utilisation de cet outil numérique.

Sommaire

2.1	Présentation du modèle par éléments discrets	48
2.1.1	Introduction	48
2.1.2	Recherche des contacts	49
2.1.3	Calcul des forces qui s'exercent sur les éléments discrets	51
2.1.4	Étapes de prédiction et correction	53
2.2	Description du cas d'étude tribologique	54
2.2.1	Introduction	54
2.2.2	Le troisième corps	54
2.2.3	Les premiers corps	56
2.2.4	Les conditions limites en pression P_N et vitesse V_P	57
2.2.5	Les frontières périodiques	58
2.2.6	Loi d'interaction entre éléments discrets	59
2.3	Adimensionnement & précautions numériques	63
2.3.1	Facteurs d'échelle	63
2.3.2	Longueurs caractéristiques du modèle	64
2.3.3	Choix des échelles de référence	66
2.3.4	Adimensionnement des paramètres du modèle	67

2.3.5	Précautions numériques	68
2.4	Conclusions	70

2.1 Présentation du modèle par éléments discrets

2.1.1 Introduction

Quelle que soit la philosophie de la méthode par éléments discrets utilisée (smooth, non-smooth), trois étapes fondamentales sont présentes : la détection des contacts, le calcul des forces d'interaction et la réorganisation spatiale du domaine (en prédiction puis correction). L'algorithme décrivant alors l'évolution dans le temps et dans l'espace de l'ensemble des éléments discrets est représenté par la figure 2.1.

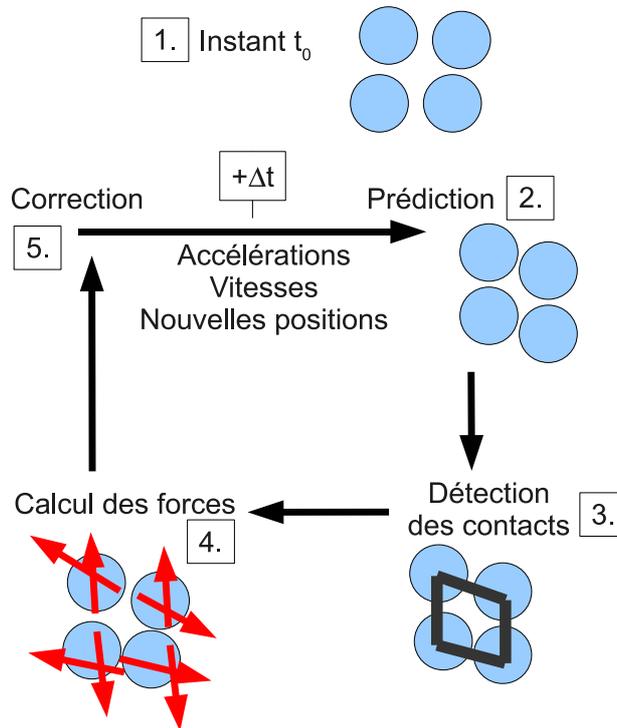


FIG. 2.1: Algorithme de calcul mécanique général lié à la méthode par éléments discrets.

1. Dans un premier temps, à l'instant donné t_0 initial, l'ensemble des positions des éléments est connu à partir de la stabilisation du domaine.
2. Une prédiction est effectuée sur les vitesses des particules afin de calculer leur vitesse "virtuelle" \vec{V}_i^* à l'instant t^* .
3. Une recherche des contacts est ensuite menée sur l'ensemble du domaine.
4. Chaque contact génère une force d'interaction entre éléments (se basant sur les vitesses virtuelles \vec{V}_i^*).

5. En sommant l'ensemble des forces qui s'appliquent sur un élément il est possible de calculer les accélérations correspondantes (loi fondamentale de la dynamique ou loi de Newton). Un schéma d'intégration de Verlet [95] permet de déterminer la vitesse de chaque élément à l'instant t à partir de sa nouvelle accélération et de ses anciennes vitesse et accélération. Le même schéma est appliqué pour calculer les nouvelles positions à l'instant $t + \Delta t$ à partir des accélérations et vitesses à l'instant t . On parle ici de phase de correction des vitesses puisque les "vraies" vitesses sont alors calculées via les "vraies" accélérations de l'instant t , et non plus par prédiction.

Le processus peut alors redémarrer au pas de temps suivant, l'instant initial $t_0 + \Delta t$ devenant l'instant t_0 .

Nous nous proposons, dans la suite, de discuter des différentes étapes de l'algorithme.

2.1.2 Recherche des contacts

Définition du contact entre deux éléments

Considérant deux éléments discrets i et j du système, on dit qu'il y a contact entre ces éléments i et j lorsque la distance entre leurs centres respectifs est inférieure ou égale à la somme de leurs rayons. Soit :

$$\overline{O_i O_j} \leq R_i + R_j \quad (2.1)$$

où :

O_i et O_j sont respectivement les centres des éléments i et j ;

R_i, R_j sont les rayons respectifs des éléments i et j .

On en déduit ainsi une distance d'interpénétration δ telle que (Fig. 2.2) :

$$\delta = R_i + R_j - \overline{O_i O_j} \quad (2.2)$$

A noter que nous travaillons avec des sphères rigides. Cela implique qu'il n'y a aucune notion de déformation (élasticité, plasticité) dans notre modèle. Cette interpénétration δ est purement numérique, elle devra, par conséquent, être très petite devant le rayon moyen des éléments (voir précautions numériques au 2.3.5).

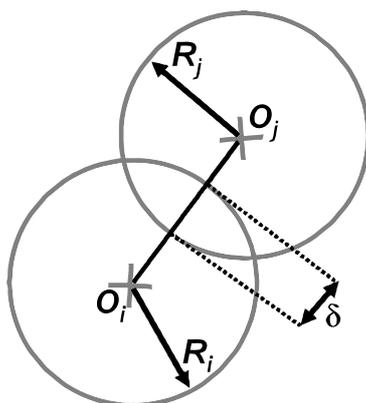


FIG. 2.2: Définition du contact entre deux éléments i et j .

Stratégie de recherche des contacts

La recherche des contacts dans les simulations par éléments discrets reste une partie coûteuse en temps de calcul. Plusieurs stratégies peuvent donc être mises en place afin de réduire au maximum ce problème numérique.

La méthode la plus simple consiste à parcourir la liste complète d'éléments du domaine pour savoir si un ou plusieurs d'entre eux sont en contact avec l'élément i considéré. Le nombre d'opérations à effectuer par itération est alors de l'ordre de n^2 pour n -éléments du domaine, ce qui est bien trop coûteux en temps de calcul même si facilement implémentable dans un code.

Pour réduire de manière importante le nombre de tests, une technique consiste à raisonner en termes de voisinage : un élément i appartient à une "boîte" β elle-même voisine de boîtes η_m . Cet élément i est susceptible d'être en contact avec d'autres éléments appartenant à la fois à sa propre boîte β ainsi qu'aux boîtes η_m qui l'entourent. Ainsi, il n'est plus nécessaire de parcourir l'ensemble de la liste des éléments du domaine mais uniquement la liste des éléments appartenant aux boîtes β et η_m pour déterminer l'ensemble des contacts avec l'élément i (Fig. 2.3).

A noter que si la taille des boîtes est trop petite, certains contacts ne pourront pas être détectés (Fig. 2.4). Dans le cas d'une taille de boîte trop grande, la méthode perd en efficacité car les temps de calcul augmentent considérablement. La technique est optimale lorsque les boîtes sont carrées (en deux dimensions) ou cubiques (en trois dimensions) avec une longueur d'arête égale au plus grand diamètre d'élément du domaine pour des sphères à faible polydispersité et en réarrangement permanent. Des méthodes de triangulation sont aussi utilisées avec des résultats très intéressants.

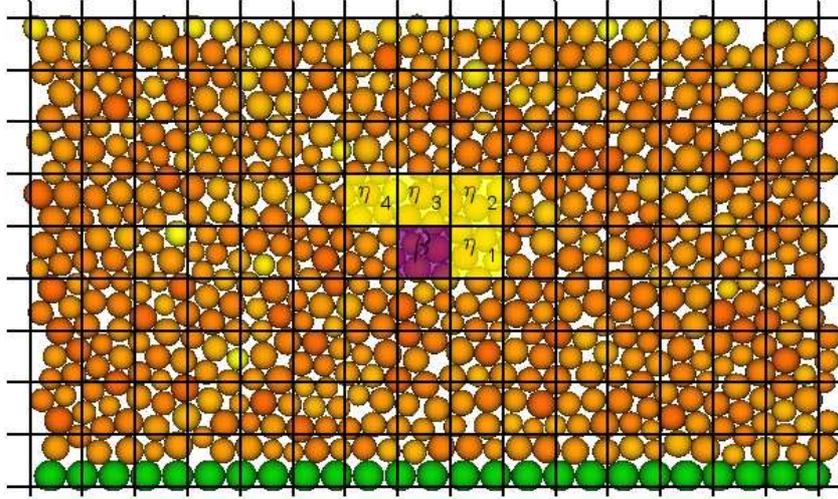


FIG. 2.3: Recherche des contacts pour un élément de la boîte β (foncée). Le voisinage de la boîte β se compose des boîtes η_m (en clair). Il n'est pas nécessaire de parcourir les boîtes inférieures et à gauche de β car ces cas ont déjà été traités auparavant lors du parcours de l'ensemble des boîtes β .

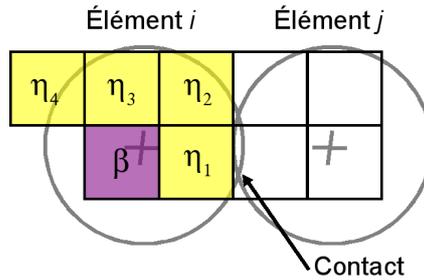


FIG. 2.4: Contact manqué dans le cas d'une taille de boîte trop faible. La recherche de contacts pour l'élément i s'effectue avec les éléments ayant leur centre dans les cases coloriées uniquement. L'élément j ne fait alors pas partie des boîtes η_m .

2.1.3 Calcul des forces qui s'exercent sur les éléments discrets

Le contact entre deux éléments génère une force d'interaction \vec{F}_c . Cette dernière peut posséder différentes composantes (Fig. 2.5) :

- une composante normale au contact \vec{F}_n qui traduit un effort normal d'attraction ou de répulsion suivant la loi d'interaction mise en place dans le modèle ;
- une composante tangentielle au contact \vec{F}_t qui traduit un effort tangentiel dû à une possible loi de frottement inter-éléments (suivant le modèle employé, l'échelle d'étude,

- les hypothèses de base, etc.);
- une composante “extérieure” au contact mais qui va intervenir directement sur la cinématique des particules : la gravité (force \vec{F}_g).

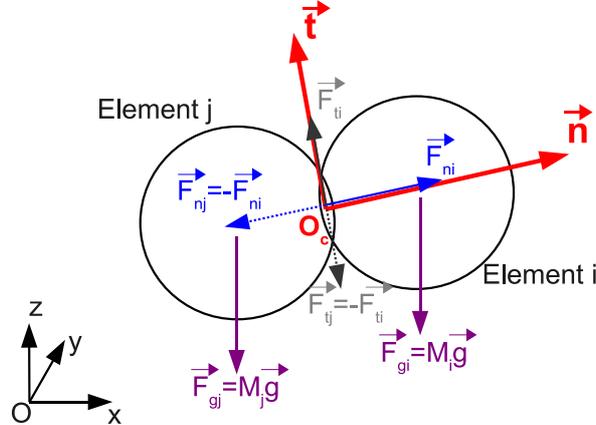


FIG. 2.5: Les trois différentes forces d'interaction qui peuvent agir sur un élément discret. Une force extérieure \vec{F}_g due à la présence de la gravité, deux forces \vec{F}_n et \vec{F}_t directement reliées au contact inter-éléments

Les forces de contact \vec{F}_n et \vec{F}_t sont calculées dans le repère local (O_c, \vec{n}, \vec{t}) du couple d'éléments i et j où O_c représente le point de contact inter-éléments.

Par la suite, on effectue une projection des forces de contact dans le repère général $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$.

Nous verrons par la suite (paragraphe 2.2.6) qu'il est possible de choisir parmi un grand nombre de lois d'interaction pour traduire la rhéologie d'un milieu discret. Selon les besoins de la modélisation, ces lois peuvent être soit très réalistes, soit arbitraires, souvent dans un souci de découplage des paramètres en jeu ou par manque de données pertinentes.

2.1.4 Étapes de prédiction et correction

Calcul des nouvelles accélérations

Chaque force de contact est décomposée selon les trois axes du système global $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. Le bilan des forces s'appliquant sur l'élément i est ensuite effectué et la force résultante décomposée permet de calculer l'accélération correspondante $\vec{A}_i^t(\ddot{x}_i^t, \ddot{y}_i^t, \ddot{z}_i^t)$ de l'élément i à l'instant t en appliquant la loi de Newton :

$$\begin{cases} \ddot{x}_i^t = \sum_j Fx_{j \rightarrow i}/M_i \\ \ddot{y}_i^t = \sum_j Fy_{j \rightarrow i}/M_i \\ \ddot{z}_i^t = \sum_j Fz_{j \rightarrow i}/M_i \end{cases} \quad (2.3)$$

où :

$Fx_{j \rightarrow i}$, $Fy_{j \rightarrow i}$, $Fz_{j \rightarrow i}$ sont les composantes selon les axes x , y et z des forces agissant sur l'élément i en contact avec l'élément j ;
 M_i représente la masse de l'élément i .

Calcul des nouvelles vitesses et positions

Un schéma d'intégration explicite de type Verlet est utilisé pour calculer les nouvelles vitesses \vec{V}_i^t à l'instant t à partir des nouvelles et anciennes données de l'élément i :

$$\vec{V}_i^t = \vec{V}_i^{t-\Delta t} + \frac{\vec{A}_i^t + \vec{A}_i^{t-\Delta t}}{2} \Delta t \quad (2.4)$$

Et d'en déduire selon le même schéma les nouvelles positions $\vec{P}_i^{t+\Delta t}$ à l'instant $t + \Delta t$:

$$\vec{P}_i^{t+\Delta t} = \vec{P}_i^t + \vec{V}_i^t \Delta t + \vec{A}_i^t \frac{\Delta t^2}{2} \quad (2.5)$$

Il est important de noter qu'il est nécessaire de connaître les vitesses d'interpénétration à l'instant t pour calculer les forces de contact correspondantes. Cependant, aucun algo-

ritme de convergence n'est utilisé pour prédire les vitesses à l'instant t . En pratique, on utilise une version modifiée du schéma de Verlet pour calculer les vitesses "temporaires" \vec{V}_i^{t*} des éléments du domaine :

$$\vec{V}_i^{t*} = \vec{V}_i^{t-\Delta t} + \vec{A}_i^{t-\Delta t} \Delta t \quad (2.6)$$

C'est pour cela que l'on peut parler de prédiction puis correction. On avance un état "fictif" en vitesse à l'instant t pour calculer les forces d'interaction à ce même instant. Par la suite, les vitesses à l'instant précédent $t - \Delta t$ sont corrigées via l'intégration des accélérations de l'instant t (issues des nouvelles forces d'interaction calculées) et non plus à partir seulement des accélérations de l'instant précédent.

2.2 Description du cas d'étude tribologique

2.2.1 Introduction

La grande souplesse de la méthode par éléments discrets permet de l'appliquer à un grand nombre de situations. De la tectonique des plaques aux bicouches lipidiques (qui constituent le motif de base des contacts frottants tribologiques) en passant par le contact roue-rail ferroviaire, ces modèles font l'objet d'un réel intérêt lorsque les méthodes par éléments finis atteignent leurs limites.

Dans ce travail de thèse, le contact entre deux corps (les premiers corps) animés d'un mouvement relatif et séparés par un volume intermédiaire (le troisième corps) est étudié (Fig. 2.6). Nous allons décrire maintenant les différents composants du domaine d'étude ainsi que la loi d'interaction qui gouverne la rhéologie particulière du troisième corps.

2.2.2 Le troisième corps

Il est possible de construire un domaine discret avec des éléments de formes diverses et variées [96]. La plupart des modèles se basent sur des éléments de type disque (en deux dimensions) ou sphère (en trois dimensions). D'un point de vue tribologique, des travaux antérieurs [73, 94] ont montré que ces types de géométrie "simple" donnaient des résultats qualitativement identiques à des modèles avec des éléments discrets plus complexes (polygones, etc.) si l'on s'intéresse à une rhéologie "globale" (profils d'écoulement) du troisième corps.

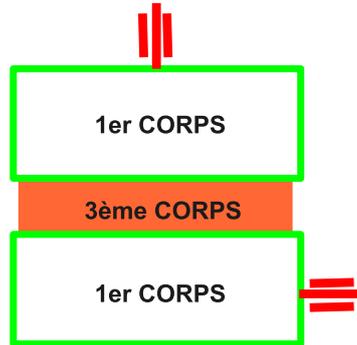


FIG. 2.6: Représentation simplifiée du système étudié par la méthode des éléments discrets.

Dans le cas du frottement sec, il est très difficile, d'un point de vue physique, de déterminer une forme "type" de particule de troisième corps tant elle dépend des conditions de contact (cinématique, dynamique et environnementale) du système. La sévérité du contact entraîne très souvent les particules à se déformer très rapidement, s'agglomérer ou même se coller entre elles.

► Dans ces conditions, l'approche de cette étude consiste donc à représenter la rhéologie de ce troisième corps par un ensemble d'éléments discrets de type sphère (Fig. 2.7).

En fonction des propriétés locales inter-éléments, il sera possible de modéliser des troisièmes corps plus ou moins cohésifs, de les faire travailler plastiquement ou élastiquement en cisaillement et ainsi de pouvoir en étudier les conséquences mécaniques et thermiques.

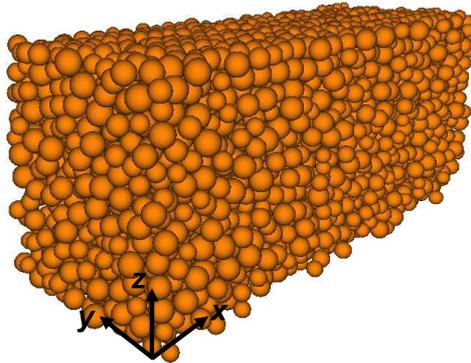


FIG. 2.7: Troisième corps représenté par éléments discrets. La complexité des particules de troisième corps nous amène à le modéliser par un ensemble de sphères qui traduira sa rhéologie particulière au cours du cisaillement.

2.2.3 Les premiers corps

La nature des surfaces des premiers corps est considérée dans un grand nombre d'études comme un paramètre-clef de la thermique du frottement [7] en tant que sources et "chemins" de diffusion de la chaleur. En revanche, lorsque l'épaisseur d'un troisième corps est suffisamment importante, l'interaction directe entre surfaces diminue fortement. Les premiers corps sont donc modélisés de manière simple par des parois rigides, non déformables (Fig. 2.8). Il est supposé que le troisième corps est initialement présent dans le contact et que les premiers corps ne participent plus à sa création (régime mécanique stationnaire). Le système se limite à un contact plan horizontal.

Les sphères qui composent les parois ont des dimensions moyennes équivalentes à celles des éléments du troisième corps. Ce choix est volontaire et se justifie par le fait que les particules de troisième corps sont issues de la dégradation des premiers corps. On peut alors considérer une certaine "continuité géométrique" dans leur représentation numérique.

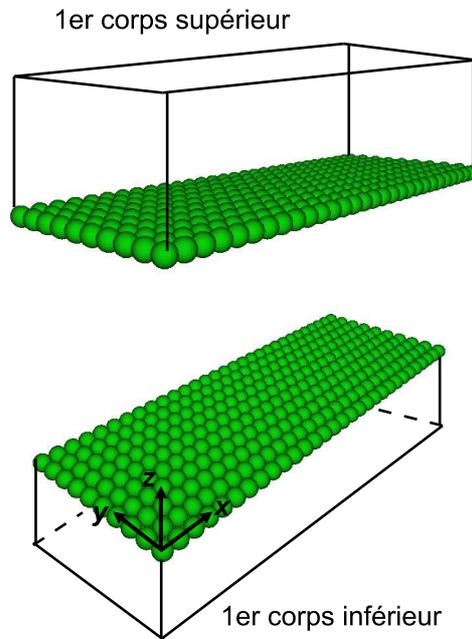


FIG. 2.8: Les premiers corps modélisés par éléments discrets.

Si seules les surfaces "en contact" des premiers corps sont modélisées, ces dernières – et plus particulièrement la paroi supérieure – possèdent une inertie propre qui traduit le poids des premiers corps dans leur ensemble. Cette inertie de masse, dans le cas du premiers corps supérieur, est de 100, ce qui veut dire que l'on concentre sur la paroi granulaire 100 fois la masse de celle-ci.

2.2.4 Les conditions limites en pression P_N et vitesse V_P

L'objectif de l'étude est avant tout de comprendre l'ensemble des processus mécaniques et thermiques qui gouvernent le frottement sec. Il est souhaitable dans un premier temps de se placer dans les conditions les plus simples et les mieux contrôlées. Le cisaillement du troisième corps va donc s'effectuer par le couplage entre (Figure 2.9) :

- une pression P_N normale (selon la direction z), uniforme et constante, imposée sur la paroi supérieure (premier corps supérieur) ;
- une vitesse de glissement V_P (selon la direction x) constante, appliquée sur la paroi inférieure (premier corps inférieur).

Le premier corps supérieur est libre de se déplacer dans la direction z . En revanche, il est bloqué en déplacement selon x et y . Le premier corps inférieur est libre en x mais bloqué à la fois selon y et z .

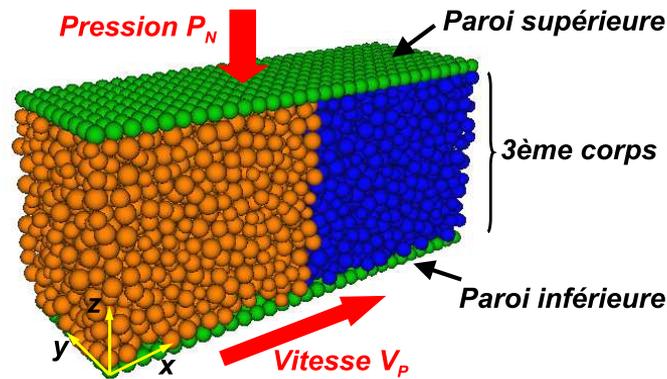


FIG. 2.9: Description complète du domaine discret avec les conditions limites en pression P_N (appliquée à la paroi supérieure) et en vitesse V_P (appliquée à la paroi inférieure). Les deux couleurs pour le troisième corps sont seulement un moyen numérique qui permet de visualiser par la suite les profils de cisaillement.

2.2.5 Les frontières périodiques

Des frontières périodiques sont mises en place dans les directions x (plan yz) et y (plan xz), simulant un domaine semi-infini. Cela permet de limiter considérablement le nombre d'éléments que l'on aurait à traiter si l'on devait modéliser le contact avec troisième corps dans son ensemble. De plus, les faibles épaisseurs de troisième corps mesurées expérimentalement (du micromètre à quelques dizaines de micromètres), comparées à la surface "de contact" (de l'ordre du millimètre carré), viennent valider cette hypothèse numérique. L'étude du système se fera donc uniquement selon la direction finie z .

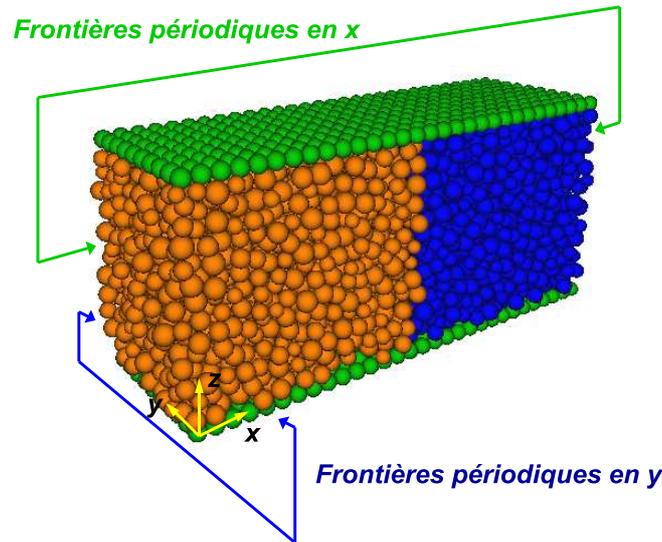


FIG. 2.10: Frontières périodiques en x et y . Le contact est semi-infini. Seuls les phénomènes selon la direction z sont étudiés.

Il reste cependant important de déterminer correctement la taille de l'échantillon de modélisation afin de limiter au maximum tout phénomène numérique dû à ces frontières périodiques artificielles (apparition d'une périodicité numérique, effets de bords, etc.). En effet, l'objectif premier de cet outil numérique est d'étudier le frottement entre deux corps en contact avec la présence de troisième corps. Une donnée de sortie fondamentale est donc le coefficient de frottement global mesuré à la paroi inférieure. La taille de la "boîte" se base donc sur la valeur du coefficient de frottement et de son amplitude de variation pour différentes tailles de boîte avec des données initiales identiques (même pression appliquée P_N , même vitesse de glissement imposée V_P et mêmes propriétés pour le troisième corps). Iordanoff [97] a pu montrer qu'à partir d'une boîte de taille (adimensionnée) 60×20 (soient 30 éléments dans la direction x et 10 dans la direction y), le coefficient de frottement global (ainsi que ces amplitudes de variation) restait inchangé (Figure 2.11). Il

convient donc de prendre cette limite inférieure comme boîte de référence, le frottement étant au centre de notre étude.

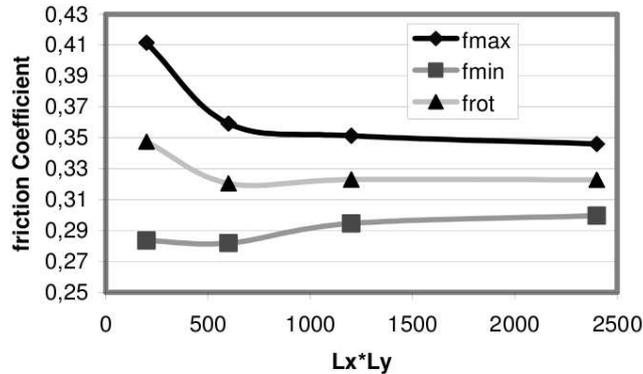


FIG. 2.11: Évolution du coefficient de frottement et de son amplitude de variation (f_{min} , f_{max}) en fonction de la taille du domaine de modélisation. Lx et Ly correspondent respectivement à la longueur des parois dans les directions x et y [15].

2.2.6 Loi d'interaction entre éléments discrets

Il existe une grande variété de lois d'interaction (plus ou moins réalistes) qui peuvent traduire le contact entre deux éléments [98–102]. Cependant, l'objectif de notre étude n'est pas de s'attacher à implémenter des lois "complexes" et cela pour plusieurs raisons :

- premièrement, l'introduction de lois d'interaction réalistes suppose une connaissance exacte des mécanismes qui régissent le troisième corps. Or, à l'heure actuelle, il n'est pas possible d'estimer les forces qui agissent au sein du contact au cours du frottement ;
- de plus, l'ensemble des éléments discrets du modèle représente une rhéologie du troisième corps et en aucun cas on ne peut mettre en parallèle un élément discret et une véritable particule de troisième corps. Dans ce cas, comment traiter des contacts via une loi réaliste lorsque physiquement ces mêmes contacts n'existent pas ?
- enfin, le principal objectif de ces travaux reste de comprendre l'influence des paramètres qui gouvernent la rhéologie de ce troisième corps et principalement le paramètre de cohésion locale γ_{TC} . Séparer l'influence des composantes de la force de contact par des lois "simples" et explicites permet de mieux contrôler le champ d'application de chacune d'entre elles.

Comme il a été souligné auparavant, le contact entre deux éléments peut générer deux types d'effort :

- un effort normal \vec{F}_n d'attraction ou de répulsion en fonction de la loi d'interaction en place dans le modèle ;
- un effort tangentiel \vec{F}_t dû à une possible loi de frottement.

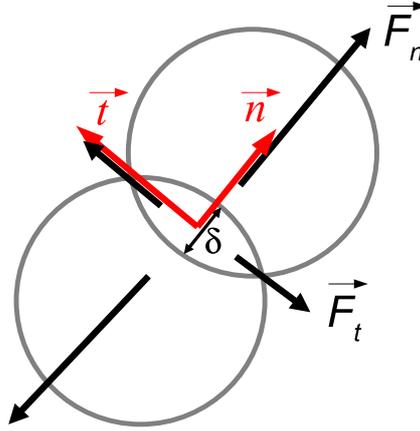


FIG. 2.12: Efforts normal \vec{F}_n et tangentiel \vec{F}_t pour deux éléments en contact.

Description de l'effort normal

La force normale de contact est directement liée de manière explicite à l'interpénétration δ et la composante normale de la différence de vitesse $\dot{\delta}$ entre les deux éléments en contact (ou vitesse d'interpénétration).

Cette force d'interaction se décrit comme la somme de trois composantes.

1. La répulsion se traduit par un ressort linéaire de raideur K et la force de répulsion correspondante s'écrit :

$$\vec{F}_r = K\delta.\vec{n} \quad (2.7)$$

avec \vec{n} le vecteur normal au contact.

La raideur de contact K est directement liée au module d'Young E du matériau considéré. Il est possible de retrouver K à partir de E selon :

$$K = \frac{E\sqrt{2R}}{3(1-\nu^2)}\delta^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

avec ν le coefficient de Poisson du matériau en question.

Nous supposons dans le modèle que la raideur de contact K est constante quelle

que soit l'interpénétration δ entre deux éléments discrets (on fixe K pour $\delta = 5\%R$ de manière à travailler avec la plus grande raideur autorisée).

2. La dissipation d'énergie est modélisée par un amortissement visqueux. La force de dissipation est alors de la forme :

$$\vec{F}_d = 2\alpha_{TC}\sqrt{KM_{ij}}\dot{\delta}.\vec{n} \quad (2.9)$$

avec M_{ij} la masse équivalente du couple d'éléments i et j ($1/M_{ij} = 1/M_i + 1/M_j$) et α_{TC} le coefficient d'amortissement inter-éléments.

La forme de cette force de viscosité permet de relier cette dernière au coefficient de restitution e lors de l'impact entre deux éléments [20, 48] selon :

$$e = \exp\left(\frac{-\alpha_{TC}\pi}{\sqrt{1 - \alpha_{TC}^2}}\right) \quad (2.10)$$

Cela traduit une perte d'énergie cinétique lors du choc. Physiquement, l'origine de ce phénomène est multiple : déformation plastique, rayonnement en ondes de surface, en modes de vibration propre, etc. Pour de l'acier, la valeur de e est d'environ 0.8. Ce coefficient dépend légèrement de la vitesse d'impact mais l'hypothèse de e constant permet déjà de décrire de nombreux phénomènes [103].

3. L'adhésion (ou plus localement la cohésion du troisième corps γ_{TC}) est supposée constante en raison du manque de données expérimentales concrètes en la matière :

$$\vec{F}_a = -\gamma_{TC}.\vec{n} \quad (2.11)$$

Il est encore très difficile à l'heure actuelle d'obtenir des données fiables concernant la cohésion du troisième corps. Une fois encore, le confinement du contact ainsi que les conditions sévères de frottement empêchent toute instrumentation "neutre" (dans le sens où elle ne modifierait pas les conditions de frottement elles-mêmes). Les analyses *post mortem* se révèlent elles aussi très délicates dans la mesure où l'environnement pollue instantanément (par oxydation principalement) le contact ouvert, biaisant toute mesure de cohésion des particules de troisième corps.

En revanche, plusieurs travaux [28, 57] ont pu mettre en avant la présence de réactions physico-chimiques lors du frottement (dégazage, etc.), supposant une forte réactivité du troisième corps fraîchement généré et des premiers corps soumis à de grandes déformations.

La force normale de contact \vec{F}_n peut alors s'écrire comme :

$$\begin{aligned} \vec{F}_n &= \vec{F}_r + \vec{F}_d + \vec{F}_a \\ &= (K\delta + 2\alpha_{TC}\sqrt{KM_{ij}}\dot{\delta} - \gamma_{TC}).\vec{n} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Validité d'un effort tangentiel

La plupart des modèles discrets associe à la fois un effort normal et tangentiel lors du contact entre éléments [104–107]. Cette force est souvent décrite par une loi de type Coulomb, régularisée (Fig. 2.13) ou non, qui lie directement l'effort tangentiel à l'effort normal via un coefficient de frottement local μ_{TC} :

$$F_t = \mu_{TC} F_n \quad (2.13)$$

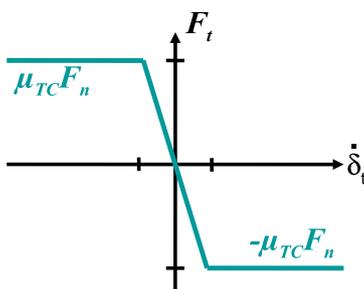


FIG. 2.13: Loi de Coulomb régularisée. $\dot{\delta}_t$ représente la différence de vitesse tangentielle entre deux éléments en contact.

A une échelle macroscopique et pour les besoins des simulations par éléments finis, un coefficient de frottement “global” (ou macroscopique) μ est intégré aux modèles afin de traduire la rugosité de surfaces en contact frottant ou plus généralement la résistance au mouvement. Dans notre cas, où l’interaction entre éléments discrets ne représente pas l’interaction entre particules physiques du troisième corps mais plutôt la rhéologie “globale” de ce dernier, il est difficile de caractériser et modéliser la notion de surface en contact et donc la notion de frottement local.

De plus, la littérature concernant des valeurs de frottement microscopique en dynamique est inexistante. L’ajout d’un paramètre supplémentaire arbitraire ne viendrait que compliquer le modèle et son exploitation, d’autant que diverses simulations [48] ont montré qu’il était tout à fait possible d’obtenir un frottement macroscopique uniquement à partir de lois d’interaction non frottantes mais dissipatrices d’énergie.

Da Cruz et al. [20] ont aussi pu mettre en avant le fait que l’influence d’un coefficient de frottement local devenait négligeable sur la rhéologie de l’écoulement dans le cas d’un domaine dense, de même nature que notre domaine de simulation. Bien entendu, l’introduction d’un paramètre supplémentaire de dissipation (ici tangentielle) dans le modèle (par l’intermédiaire d’un frottement local) modifie la valeur globale de l’énergie dissipée mais pas sa “dynamique” (localisation, proportion dans l’épaisseur, etc.).

Effet de la gravité g

La prise en considération de la gravité dépend fortement des conditions de fonctionnement du mécanisme étudié. Si l'on veut négliger son influence, il faut que l'effet des forces de gravité soit très faible par rapport à l'effet des forces de pression. Cela se traduit par la relation :

$$\frac{\rho R^3 g}{P_N S} \ll 1 \quad (2.14)$$

avec S la surface de contact où est appliquée la pression P_N , ρ la densité du milieu discret, g la constante gravitationnelle ($g = 9.81 m.s^{-2}$).

Pour des pressions “moyennes” P_N (au sens mécanique du contact) de $1MPa$ sur des éléments granulaires de type Acier (densité ρ égale à $7800 kg.m^{-3}$) et de rayon moyen R égal à $5\mu m$ et appliquée sur une surface S de $1200R^2$, ce rapport est de l'ordre de 10^{-9} . Il n'est donc pas nécessaire d'introduire l'effet de la gravité dans le modèle tribologique qui sera développé par la suite.

2.3 Adimensionnement & précautions numériques

2.3.1 Facteurs d'échelle

Travailler à l'échelle microscopique du troisième corps engendre la manipulation de grandeurs très petites. L'adimensionnement permet, dans un premier temps, de ramener l'ensemble de ces valeurs essentielles autour de l'unité, diminuant considérablement les erreurs numériques dues aux approximations de calcul.

De plus, l'adimensionnement permet de ramener nos grandeurs dimensionnées à des longueurs dites “caractéristiques”. Il est alors possible de comparer des paramètres initialement non comparables comme par exemple la vitesse (adimensionnée) et la pression ou la force d'adhésion (adimensionnées) grâce aux longueurs caractéristiques reliées à chacun de ces paramètres. On parle alors de “paramètres de contrôle”.

2.3.2 Longueurs caractéristiques du modèle

Le choix volontaire de lois d'interaction simples permet de déterminer des longueurs et échelles de temps caractéristiques du modèle. Si l'on se ramène au contact entre deux éléments de rayon R et de masse M , il est possible de manière analytique de dégager les longueurs caractéristiques des paramètres-clés du modèle.

Cohésion du troisième corps γ_{TC}

L'évolution de l'interpénétration δ est liée à la nature oscillatoire du contact (due à l'introduction d'une raideur de contact K dans la loi d'interaction). $\delta > 0$ implique qu'il y a contact. Si δ devient négative, la force de contact ne s'applique plus et on suppose que l'élément se sépare de son vis-à-vis avec une vitesse constante. Cela peut se traduire par le système :

$$\begin{cases} M\ddot{\delta} + 2\alpha_{TC}\sqrt{K\frac{M}{2}}\dot{\delta} = \gamma_{TC} & \delta > 0 \\ \ddot{\delta} = 0 & \delta < 0 \end{cases} \quad (2.15)$$

avec $\dot{\delta}$ et $\ddot{\delta}$ respectivement les dérivées première et seconde par rapport au temps de l'interpénétration δ .

Une position d'équilibre est atteinte lorsque la force de cohésion compense la force de répulsion. L'interpénétration d'équilibre δ_a caractéristique de l'adhésion s'écrit alors :

$$\delta_a = \frac{\gamma_{TC}}{K} \quad (2.16)$$

Vitesse de glissement V

Si l'on considère maintenant ces deux éléments en équilibre dans la position $\delta = \delta_a$, l'application à l'instant t_0 d'une vitesse d'impact V visant à éloigner les deux corps aboutit au système d'équations suivant :

$$\begin{cases} M\ddot{\delta} + 2\alpha_{TC}\sqrt{K\frac{M}{2}}\dot{\delta} = \gamma_{TC} \\ \delta(t_0) = \frac{\gamma_{TC}}{K} \\ \dot{\delta}(t_0) = -V \end{cases} \quad (2.17)$$

Il est alors possible de résoudre cette équation différentielle et de déterminer une période d'oscillation référence T_0 d'un contact non-amorti (à un facteur 2π près) :

$$T_0 \propto \sqrt{\frac{M}{K}} \quad (2.18)$$

L'amplitude des oscillations de δ dépend quant à elle directement de la vitesse d'impact V appliquée. Si cette amplitude dépasse δ_a , les deux éléments se séparent. Dans le cas inverse, ils restent collés. Il est possible, à partir de ces observations, de définir une longueur caractéristique δ_v liée à la vitesse de glissement appliquée au système telle que :

$$\delta_v = V\sqrt{\frac{M}{K}} \quad (2.19)$$

Pression de contact P

De la même manière, si l'on applique une pression P sur deux éléments de rayon R à l'équilibre, l'interpénétration δ sera diminuée de δ_p avec :

$$\delta_p = \frac{PR^2}{K} \quad (2.20)$$

δ_p représente donc l'effet de la pression de contact P .

2.3.3 Choix des échelles de référence

L'adimensionnement passe par le choix d'échelles de référence qui permettront de ramener les paramètres influents du modèle à des longueurs caractéristiques. Dans un premier temps, il est nécessaire de fixer l'échelle sur laquelle doit porter l'adimensionnement :

- l'échelle microscopique s'attache à adimensionner les paramètres du modèle en fonction des propriétés des éléments du domaine et de la loi de contact établie ;
- l'échelle macroscopique, quant à elle, se base sur l'étude de l'écoulement des particules au cours du cisaillement.

L'influence locale de la loi d'interaction entre éléments étant à la base des différentes rhéologies possibles du troisième corps, l'adimensionnement va s'établir à partir des données microscopiques du domaine. On choisit alors comme échelle de longueur référence le rayon moyen R d'un élément, comme échelle de masse la masse moyenne M d'un élément et comme échelle de temps la période T_0 d'oscillation de contact.

La raideur de contact K (directement liée au module d'Young du matériau considéré) est aussi ramenée à l'unité lors de l'adimensionnement (Eq.2.21).

$$\begin{aligned}
 \bar{R} &= 1 \\
 \bar{M} &= 1 \\
 \bar{T}_0 &= 1 \\
 \Rightarrow \bar{K} &= 1 \\
 \bar{R}_i &= \frac{R_i}{R} \\
 \bar{M}_i &= \left(\frac{R_i}{R}\right)^3
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

2.3.4 Adimensionnement des paramètres du modèle

L'adimensionnement des longueurs caractéristiques revient alors à :

$$\begin{aligned}\bar{\delta}_a &= \frac{\delta_a}{R} \\ \bar{\delta}_v &= \frac{\delta_v}{R} \\ \bar{\delta}_p &= \frac{\delta_p}{R}\end{aligned}\tag{2.22}$$

Soit :

$$\begin{aligned}\bar{P} &= \frac{PR}{K} = \bar{\delta}_p \\ \bar{V} &= \frac{V}{R} \sqrt{\frac{M}{K}} = \bar{\delta}_v \\ \bar{\gamma}_{TC} &= \frac{\gamma_{TC}}{KR} = \bar{\delta}_a\end{aligned}\tag{2.23}$$

Il est désormais possible de comparer les paramètres P , V et γ_{TC} du modèle à partir de leurs longueurs caractéristiques adimensionnées $\bar{\delta}_p$, $\bar{\delta}_v$ et $\bar{\delta}_a$.

2.3.5 Précautions numériques

Hypothèse des solides indéformables

Le modèle actuel ne gère pas la notion d'éléments déformables. Afin de pouvoir appliquer les lois de la dynamique des corps rigides, il est donc nécessaire de veiller à ce que l'interpénétration δ entre éléments soit faible. L'artéfact numérique d'interpénétration δ qui génère la force de contact locale doit donc être faible comparé au rayon moyen \bar{R} des éléments. Dans le cas d'un contact statique (influence uniquement de l'adhésion et de la pression), il faut alors garantir que :

$$\begin{cases} \bar{\delta}_a \ll \bar{R} \\ \bar{\delta}_p \ll \bar{R} \end{cases} \quad (2.24)$$

Oscillations de contact

En dynamique, le système masse-ressort-amortisseur génère des vibrations de contact lorsque les éléments du domaine sont en contact. Il faut s'assurer que l'amplitude de ces vibrations reste négligeable comparée au rayon moyen des éléments. A savoir que :

$$\bar{\delta}_v \ll \bar{R} \quad (2.25)$$

De plus, deux échelles de temps sont en concurrence dans le modèle :

- l'échelle microscopique d'oscillation de contact définie par la période d'oscillation T_0 ;
- l'échelle macroscopique qui correspond au temps T_c d'écoulement des particules du troisième corps. On peut la définir comme le temps qu'il faut à un élément animé d'une vitesse V pour parcourir son rayon R . Soit :

$$T_c = \frac{R}{V} \quad (2.26)$$

Il faut là aussi s'assurer que la période d'oscillation T_0 reste très inférieure au temps caractéristique d'écoulement des éléments du modèle :

$$T_0 \ll T_c \Leftrightarrow \sqrt{\frac{M}{K}} \ll \frac{R}{V} \quad (2.27)$$

Soit de nouveau (après adimensionnement) :

$$\bar{\delta}_v \ll \bar{R} \quad (2.28)$$

Echantillonnage

L'échantillonnage permet d'étudier l'évolution du système à une échelle de temps donnée. Le choix de la période d'échantillonnage (nombre d'itérations sur lequel on moyenne les résultats souhaités) détermine le type de phénomène que l'on veut mettre en avant.

L'analyse des différentes échelles caractéristiques du modèle mécanique a mené à séparer le temps d'oscillation (microscopique) T_0 du temps de contact (macroscopique) T_c entre éléments. Nous considérerons ici qu'un résultat est dit "instantané" s'il correspond à une moyenne des i résultats sur les i itérations qui définissent l'échelle de temps T_c . Cette valeur est directement liée à l'écoulement des éléments du système ou au déplacement des parois. Elle n'est pas le reflet des phénomènes vibratoires locaux de l'interaction entre éléments. Ces derniers sont "lissés" par le moyennage temporel.

Selon la même démarche, un résultat sera dit "moyen" s'il correspond à un moyennage temporel sur plusieurs périodes T_c .

Pas de temps

Afin de garantir une modélisation pertinente des phénomènes à la fois macroscopiques (écoulement du milieu granulaire) et microscopiques (interactions entre éléments), le pas de temps Δt doit se baser sur la plus petite échelle de temps du modèle, à savoir la période d'oscillation de contact T_0 . Cependant, comme le montre la figure 2.14, le pas de temps doit aussi discrétiser la période d'oscillation du contact, soit :

$$\Delta t = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{M}{K}} \quad (2.29)$$

avec N une constante supérieure à 1.

Dans le cas où $N = 1$, il est impossible de décomposer l'oscillation de contact entre deux éléments. Pour $N = 4$, quatre itérations numériques permettent de décrire à la fois les phases de pénétration (δ augmente) et de répulsion (δ diminue). Dans le but d'une description juste du contact inter-éléments, Cambou [79] a pu montrer qu'il faut au moins que :

$$N \geq 2\pi \quad (2.30)$$

Pour l'étude actuelle, $N = 10$.

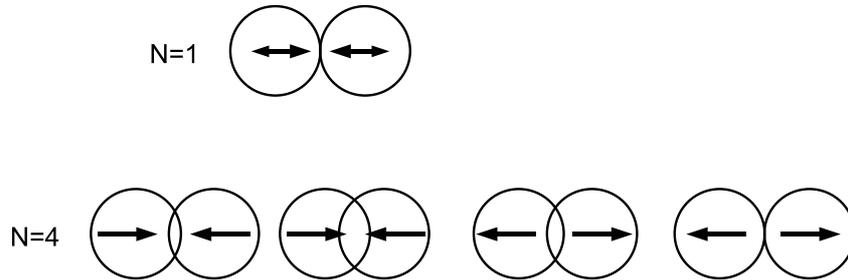


FIG. 2.14: Description du cycle de contact entre deux éléments du domaine pour deux valeurs de discrétisation N . Si N est trop petit, le contact inter-éléments n'est pas décrit correctement.

2.4 Conclusions

Ce chapitre a permis de mettre en place le modèle numérique mécanique pour l'étude du contact glissant.

La difficulté à déterminer des lois de contact réalistes ainsi que la volonté de découpler au maximum les paramètres microscopiques ont abouti à une description volontairement simple de la loi d'interaction inter-éléments. Un possible frottement local n'est pas pris en compte, en raison du type de modélisation employé (une sphère n'est pas une particule de troisième corps mais l'ensemble des sphères modélise la rhéologie du troisième corps) et à cause du manque de données pertinentes sur ce paramètre.

L'adimensionnement du modèle permet de comparer et dissocier facilement les effets pression, vitesse et cohésion en les ramenant à des longueurs caractéristiques. Ce découplage permet une nouvelle fois de clarifier l'étude des paramètres-clés du système pour en isoler l'influence.

Un certain nombre d'hypothèses numériques a été vérifié afin de garantir la validité du

modèle (sphères indéformables, etc.).

La prochaine étape consiste donc à étudier le contact modélisé par la méthode des éléments discrets afin de comprendre l'influence des propriétés locales (et notamment de la cohésion du troisième corps) sur la rhéologie globale du système.

Chapitre 3

Étude du comportement mécanique

Ce chapitre s'attache à étudier par une approche locale la dynamique du contact frottant avec troisième corps. L'étude porte principalement sur l'influence de la cohésion inter-éléments sur le profil d'accommodation des vitesses ainsi que sur le coefficient de frottement macroscopique. L'objectif est de montrer toute l'importance des propriétés locales sur les phénomènes globaux qui sont généralement obtenus expérimentalement sans pouvoir en comprendre l'origine.

Sommaire

3.1	Conditions de simulations	73
3.2	Les régimes d'accommodation des vitesses	74
3.2.1	Le régime fluide	74
3.2.2	Le régime semi-fluide	75
3.2.3	Le régime élasto-plastique	77
3.2.4	Le régime élastique	78
3.3	Glissement à l'interface	79
3.4	Coefficient de frottement macroscopique	81
3.5	Comparaison expérimentale	85
3.5.1	Description du dispositif	85
3.5.2	Résultats	86
3.6	Conclusions	88

3.1 Conditions de simulations

L'étude mécanique se base sur les données du tableau 3.1. Pour une simulation donnée, les propriétés mécaniques restent constantes au cours du temps. L'objectif est d'étudier l'influence du rapport cohésion/pression normale ($\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$) sur les phénomènes tribologiques (coefficient de frottement global μ , processus d'accommodation des vitesses, glissement, etc.). Il a en effet été montré, dans les travaux numériques menés par Iordanoff [97], que ce rapport jouait un rôle essentiel dans la rhéologie du troisième corps, qui couple donc à la fois propriétés locales (cohésion γ_{TC}) et conditions de fonctionnement (pression normale P_N).

Valeurs adimensionnées		Jeu de valeurs réelles	
Rayon moyen R	1	Rayon moyen R	$5 \mu m$
Raideur de contact \bar{K}	1	Raideur de contact K	$10^6 N.m^{-1}$
Densité $\bar{\rho}$	0.238	Densité ρ	$7800 kg.m^{-3}$
Pression \bar{P}_N	5×10^{-5}	Pression P_N	$10 MPa$
Vitesse \bar{V}_P	5.32×10^{-3}	Vitesse V_P	$18 m.s^{-1}$
Force de cohésion $\bar{\gamma}_{TC}$	0 – 0.01	Force de cohésion γ_{TC}	0 – 0.05 N
Pas de temps $\bar{\Delta}t$	1/10	Pas de temps Δt	$1.4 \times 10^{-10} s$
Coefficient de restitution e	0.8	–	–
Épaisseur du 3ème corps	10	Épaisseur du 3ème corps	$100 \mu m$

TAB. 3.1: Données adimensionnées et dimensionnées mécaniques du modèle.

L'ensemble des simulations a porté sur une durée de 10 millions d'itérations soit $1.4ms$. Ce temps de simulation peut paraître relativement court mais un régime stabilisé apparaît très rapidement. En effet, le troisième corps est déjà présent dans le contact (il n'y a plus de dégradation des surfaces des premiers corps) et la stabilisation numérique du domaine s'est faite au préalable dans les conditions de simulation (même pression de contact, vitesse de glissement, cohésion locale, etc.) pour garantir une continuité des phénomènes. Deux paramètres d'échelle locale peuvent faire l'objet d'une étude paramétrique fine : le coefficient d'amortissement α_{TC} et la cohésion inter-éléments γ_{TC} . DaCruz et al. [20] ont montré que le paramètre α_{TC} est peu influent sur la rhéologie globale en frottement du troisième corps en régime dense (fraction volumique supérieure à 0.6). L'étude paramétrique va donc s'attacher à comprendre, à pression de contact P_N et vitesse de cisaillement V_P constantes, l'influence de la cohésion inter-éléments γ_{TC} qui est alors prépondérante [47]. Les valeurs adimensionnées locales de cohésion inter-éléments varient de 0 à 0.01. Le prin-

cipe de sphères rigides devant être respecté, il est peu souhaitable de travailler avec des interpénétrations de contact supérieures à 5% du rayon moyen des éléments du domaine. De plus, nous verrons que l'évolution est faible au-delà de cette valeur seuil et que les limites du modèle sont atteintes (autre échelle d'étude).

Pour des raisons de clarté, nous rappelons que le domaine a été colorié avec trois couleurs (Fig. 3.1) :

- en vert, les parois supérieure et inférieure qui représentent donc les surfaces des premiers corps non dégradables ;
- en bleu et en orange (foncé et clair) le troisième corps. Les propriétés sont exactement les mêmes pour les deux couleurs. Cette différence permet seulement de mieux apprécier les différents régimes d'écoulement au cours de la simulation (profils de cisaillement notamment).

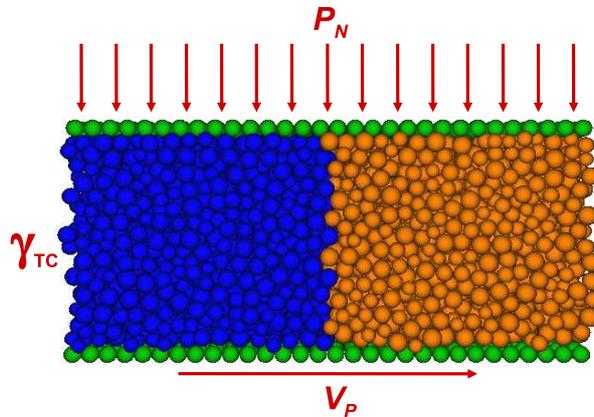


FIG. 3.1: *Domaine initial d'étude. Les deux couleurs qui décrivent le troisième corps granulaire permettent uniquement de visualiser les profils de cisaillement.*

3.2 Les régimes d'accommodation des vitesses

Il est possible de définir quatre profils d'accommodation des vitesses (ou régime d'écoulement) associés au mode d'accommodation *S3M3* en fonction du rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$.

3.2.1 Le régime fluide

Ce régime s'apparente à un milieu de type "fluide" (ou visqueux) avec un profil des vitesses de type Couette (Fig. 3.2 & 3.3). Il correspond à des valeurs locales de cohésion relative-

ment faibles ($\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N \in [0, 10]$). L'accommodation des vitesses se fait sur l'ensemble de l'épaisseur du troisième corps et le cisaillement est constant selon z .

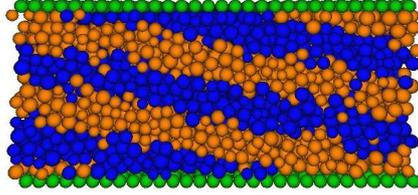


FIG. 3.2: Écoulement du domaine granulaire dans le cas du régime fluide.

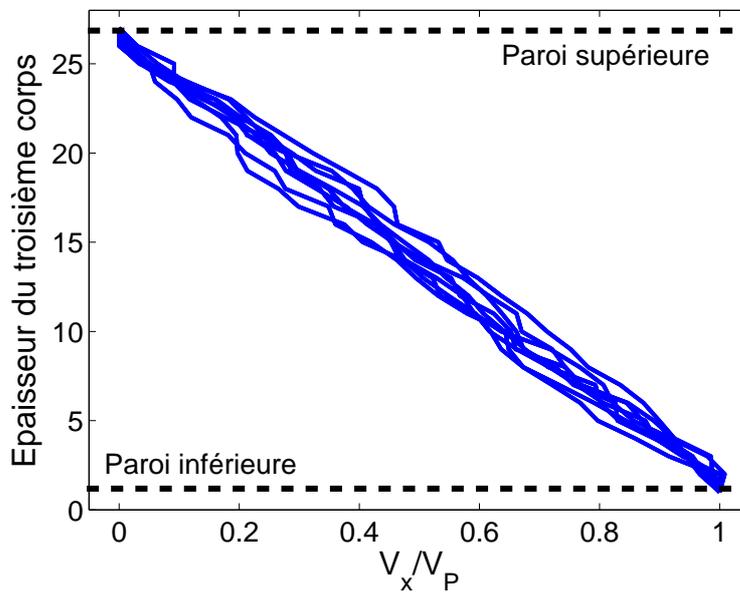


FIG. 3.3: Profils des vitesses selon la direction de cisaillement x pour le régime fluide à différents instants de la simulation.

Cet “état” du troisième corps (à faible cohésion) peut traduire un milieu pulvérulent, chimiquement peu réactif (troisième corps fortement oxydé ou neutre, etc.) et dynamiquement stable.

3.2.2 Le régime semi-fluide

Pour des valeurs de cohésion inter-éléments intermédiaires ($\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N \in [10, 100]$), l'ensemble de l'épaisseur du troisième corps participe encore à l'accommodation des vitesses

(Fig. 3.4) mais le gradient de vitesses n'est plus constant selon z (Fig. 3.5).

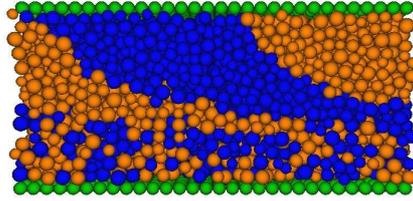


FIG. 3.4: Écoulement du domaine granulaire dans le cas du régime semi-fluide.

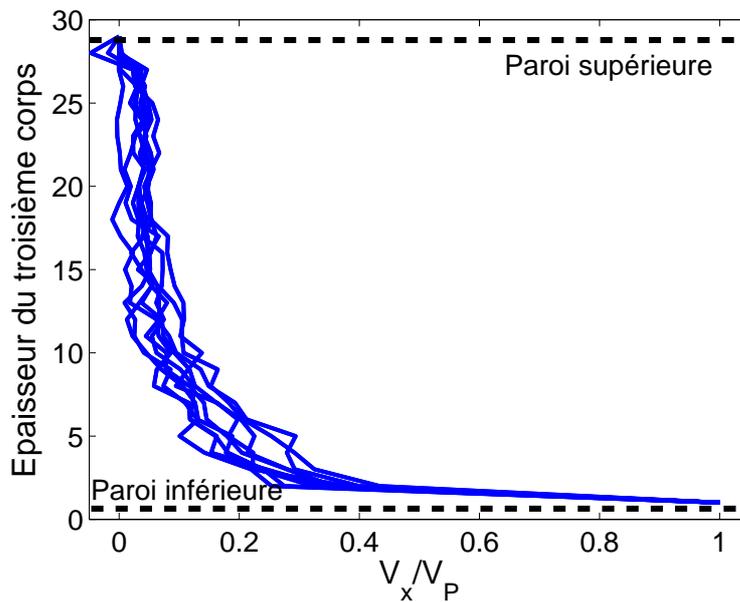


FIG. 3.5: Profils des vitesses selon la direction de cisaillement x pour le régime semi-fluide à différents instants de la simulation.

Une partie du troisième corps se déforme “plastiquement” (région supérieure du troisième corps) sous l’effet des forces locales de cohésion. Ce régime traduit un troisième corps légèrement réactif ou travaillant en atmosphère humide. Il est notamment possible de retrouver ce régime expérimentalement à une échelle supérieure soit par effet de la gravité, soit en présence de lubrifiant en faible quantité (Section 3.5). Il est aussi possible de le définir comme étant visco-plastique.

3.2.3 Le régime élasto-plastique

Pour de fortes valeurs de cohésion ($\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N \in [100, 200]$), une certaine épaisseur de troisième corps ne participe plus à l'accommodation des vitesses mais travaille en mode élastique (déformation réversible) (Fig. 3.6).

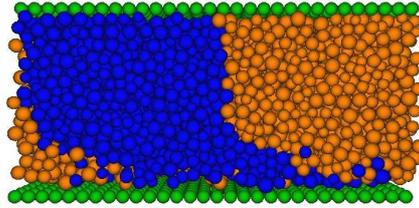


FIG. 3.6: Écoulement du domaine granulaire dans le cas du régime élasto-plastique.

Dans cette épaisseur, la vitesse moyenne des éléments dans la direction de cisaillement est nulle. Le reste de l'épaisseur de troisième corps en cisaillement travaille de manière plastique (Fig. 3.7). Ce régime est dit "élasto-plastique" (ou visco-élasto-plastique).

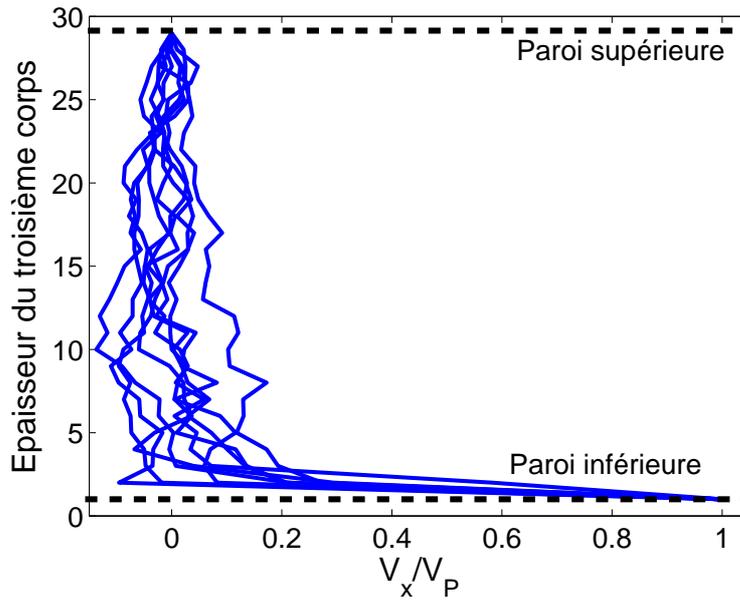


FIG. 3.7: Profils des vitesses selon la direction de cisaillement x pour le régime élasto-plastique à différents instants de la simulation.

3.2.4 Le régime élastique

Pour de très fortes valeurs de cohésion ($\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N > 200$), l'ensemble du troisième corps travaille en mode élastique (Fig. 3.8 & 3.9) (ou visco-élastique) : la vitesse moyenne des éléments discrets qui composent le troisième corps est nulle pour une simulation. L'accommodation des vitesses se fait exclusivement à l'interface de contact avec la paroi inférieure.

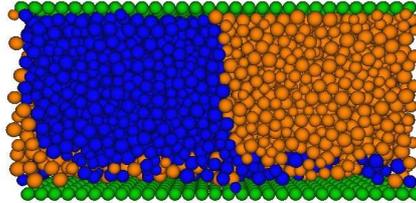


FIG. 3.8: Réponse du domaine granulaire dans le cas du régime élastique.

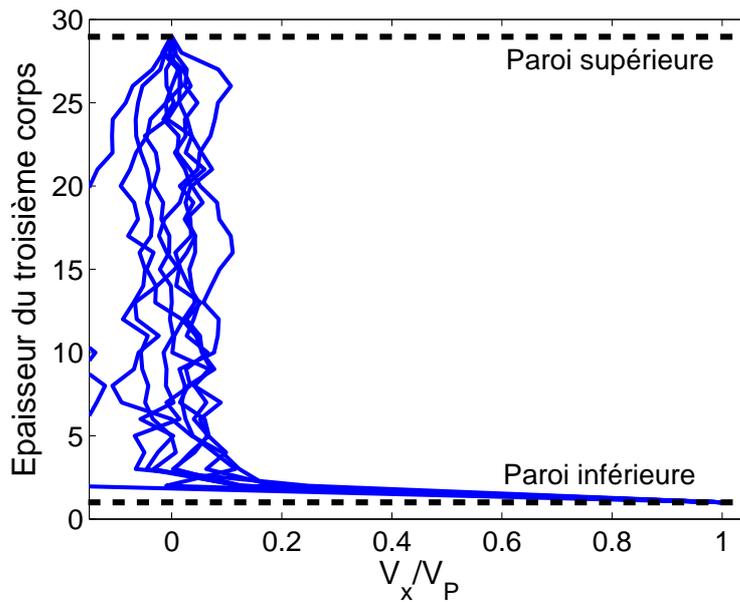


FIG. 3.9: Profils des vitesses selon la direction de cisaillement x pour le régime élastique à différents instants de la simulation.

Ce régime atteint les limites du modèle. A ce stade, il est nécessaire de passer à une échelle inférieure – moléculaire – pour modéliser non plus l'influence de l'ensemble du troisième corps mais celle des complexes de surface pour des épaisseurs de quelques nanomètres à l'interface avec la paroi inférieure.

3.3 Glissement à l'interface

Le rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ modifie fortement la rhéologie du troisième corps et donc les profils d'accommodation des vitesses dans son épaisseur. Il est également possible de calculer la grandeur GI qui représente le glissement à l'interface au sein du domaine cisailé comme :

$$GI(\%) = 100 \times \left(1 - \frac{\sum_{i=0}^q V_{xm}}{mV_P} \right) \quad (3.1)$$

avec :

m le nombre d'éléments appartenant à la dernière couche de troisième corps en contact avec la paroi inférieure ;

V_{xm} la vitesse selon la direction de cisaillement x de ces m éléments.

Lorsque GI est égal à 0 (cas du régime fluide), il n'y a pas de glissement à l'interface et le troisième corps est lié aux premiers corps. Lorsque GI approche les 100% (cas du régime élastique), le glissement est quasi-total, le troisième corps n'est pas en mouvement, il ne participe pas à l'accommodation des vitesses lors du cisaillement (cela a lieu à l'échelle inférieure, au niveau des complexes de surface).

La figure 3.10 montre que le glissement à l'interface, faible dans le régime fluide, augmente considérablement avec $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ pour atteindre 95% dans le cas des régimes de type élasto-plastique et pratiquement 100% pour le régime élastique. La transition s'effectue dans le régime semi-fluide sur une plage $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ très réduite ¹.

Il est important de noter que lors des études menées dans le cadre de cette thèse la localisation du cisaillement s'effectue toujours proche de la paroi inférieure en mouvement. Ceci s'explique par les études paramétriques menées par Iordanoff [97] et qui montrent que les conditions initiales en vitesses du domaine conditionnent ce phénomène :

- lorsque l'ensemble des éléments qui composent le troisième corps est initialisé avec une vitesse nulle, la localisation a toujours lieu près de la paroi en mouvement, où la discontinuité cinétique est la plus prononcée ;
- si les éléments sont tous animés d'une vitesse initiale égale à V_P , la localisation débutera toujours près de la paroi fixe ;

¹Dans ces études thermiques [5], Ryhming a souligné l'importance du glissement à l'interface entre le troisième corps et les premiers corps. Le modèle discret génère "naturellement", à partir des données microscopiques de la loi d'interaction inter-éléments, ce glissement à l'interface. D'une donnée d'entrée des modèles macroscopiques, il devient une donnée de sortie. Le chapitre 6 mettra en avant le rôle fondamental de ce glissement à l'interface d'un point de vue thermique.

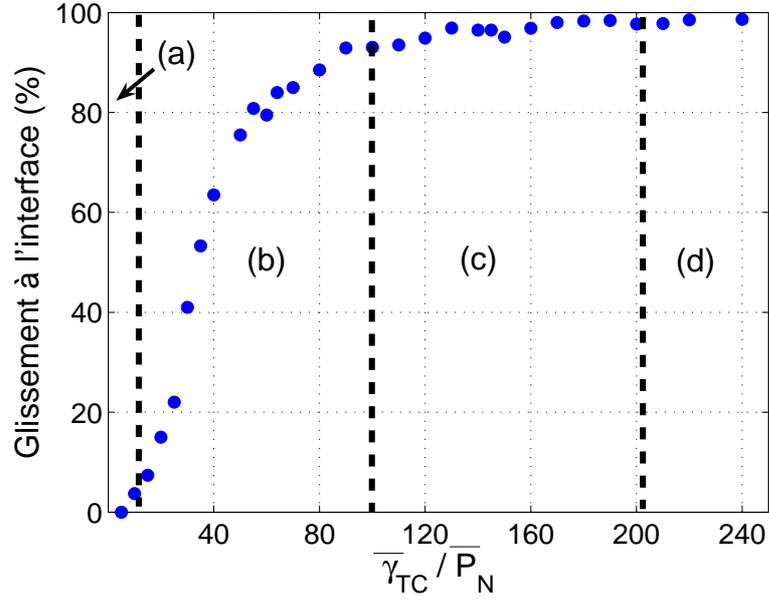


FIG. 3.10: Glissement à l'interface GI (%) en fonction du rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$. Les quatre régimes d'accommodation des vitesses sont délimités par les zones (a) : régime fluide, (b) : régime semi-fluide, (c) : régime élasto-plastique et (d) : régime élastique.

- enfin, si l'on applique un gradient de vitesse dans le domaine ($V = 0$ proche de la paroi fixe jusqu'à $V = V_P$ proche de la paroi en mouvement), la localisation n'est pas prévisible, 50% des expériences numériques ayant une localisation proche de la paroi en mouvement, 50% du reste des simulations proches de la paroi fixe. Ce phénomène dépend de l'échantillon numérique étudié et des champs de lignes de forces générés par le cisaillement.

Ce ne sont pas les conditions initiales en vitesse qui génèrent le phénomène de localisation mais ces dernières influencent le lieu de cette localisation.

3.4 Coefficient de frottement macroscopique

Bien qu'aucun coefficient de frottement local inter-éléments ne soit introduit dans le modèle, il est possible de générer un coefficient de frottement global μ^t à l'instant t lors du cisaillement au contact de la paroi rugueuse des premiers corps. Ce dernier est mesuré à la paroi inférieure tel que :

$$\mu^t = \frac{\sum_{i=1}^p F_{xi}^t}{\sum_{i=1}^p F_{zi}^t} \quad (3.2)$$

où :

p représente le nombre de particules de la paroi inférieure ;

F_{xi}^t et F_{zi}^t sont les projections respectives selon x et z de la force de contact de l'élément i de la paroi inférieure à l'instant t (Fig. 3.11).

A noter que $\sum_{i=1}^p F_{zi}^t$ est aussi égale à la force F_N appliquée sur la paroi supérieure ($F_N = P_N L_x L_y$) dans le cas d'un contact fermé sans perte de matière.

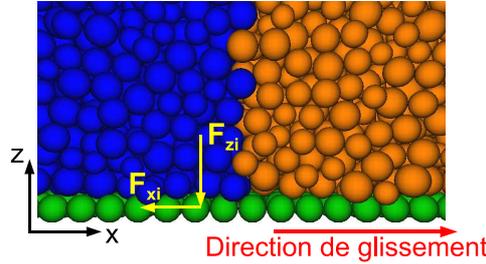


FIG. 3.11: Calcul du coefficient de frottement global μ à la paroi inférieure.

La figure 3.12 décrit l'évolution du coefficient de frottement global en fonction du rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$. Les quatre régimes d'accommodation des vitesses sont délimités par les zones (a) régime fluide, (b) régime semi-fluide, (c) régime élasto-plastique et (d) régime élastique. Le coefficient de frottement μ correspond à la moyenne des coefficients de frottement μ^t mesurés au cours de la simulation.

On note que l'influence du rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ sur le coefficient de frottement est complexe. Dans un premier temps (zones (a) et (b)), le coefficient de frottement μ augmente linéairement. Par la suite, après une période relativement stable (première moitié de la zone (c)), il décroît linéairement (deuxième moitié de la zone (c) et zone (d)).

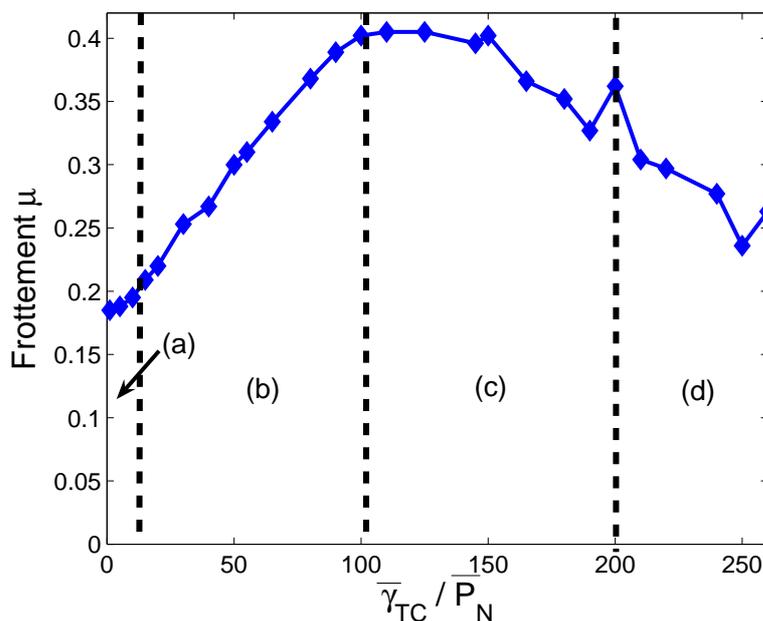


FIG. 3.12: Évolution du coefficient de frottement global μ en fonction du rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$. (a) Régime fluide, (b) Régime semi-fluide, (c) Régime élasto-plastique, (d) Régime élastique. Les écarts observés dans le régime élastique traduisent la forte instabilité du coefficient de frottement à fort rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$.

La première phase (accroissement linéaire) correspond à un cisaillement de la totalité de l'épaisseur du troisième corps. A pression \bar{P}_N constante, l'augmentation de la force de cohésion $\bar{\gamma}_{TC}$ augmente l'interpénétration $\bar{\delta}_a$ des contacts. La résistance au déplacement est donc plus conséquente. La seconde phase voit apparaître une accommodation dite "élastique" (déformations réversibles) dans le troisième corps qui augmente avec la cohésion inter-éléments. Bien que la cohésion croissante continue d'augmenter la résistance au déplacement, la quantité de volume de troisième corps qui participe à l'accommodation des vitesses, quant à elle, diminue. Le poids de cette quantité de volume en cisaillement semble dominer l'influence de la cohésion locale et le coefficient de frottement diminue.

► La cohésion locale du troisième corps est un paramètre qui influence fortement le coefficient de frottement global. Dans un premier temps, elle tend à accroître la résistance au déplacement ($\mu \nearrow$). Par la suite, son poids par rapport à la pression de contact P_N tend à générer des zones de déformations réversibles (accommodation élastique) qui diminuent le volume en cisaillement ($\mu \searrow$).

Les figures 3.12 et 3.13 montrent aussi que, pour un coefficient de frottement donné,

il est possible de se trouver dans deux régimes d'accommodation de vitesses différents. Un coefficient μ de 0.25, par exemple, peut aussi bien être obtenu dans le régime semi-fluide que dans le régime élastique. Si le profil d'accommodation des vitesses (ainsi que le possible glissement à l'interface entre le troisième corps et les premiers corps) gouverne de manière forte les sites de génération de la chaleur dans le contact, le modèle discret met ici en avant toute l'importance de l'étude locale du troisième corps pour comprendre de manière fine la thermique du contact.

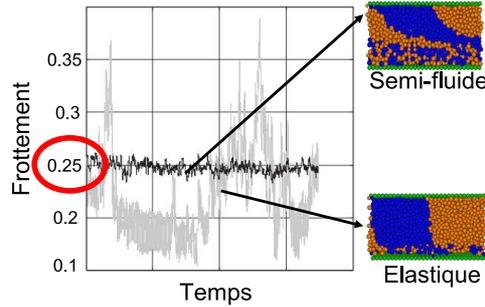


FIG. 3.13: Coefficient de frottement de 0.25 obtenu à la fois dans le régime semi-fluide et le régime élastique.

► Le paramètre global de frottement μ ne peut plus être considéré comme le paramètre-clef de la thermique du contact glissant, car il masque trop de phénomènes dont les conséquences thermiques ne peuvent être négligées (glissement à l'interface, taux de cisaillement, etc.).

Il est important aussi de noter que la dynamique propre du coefficient de frottement μ^t (son évolution temporelle) n'est pas corrélée à son évolution moyenne. La figure 3.13 souligne que la dynamique du coefficient de frottement n'est pas la même en régime semi-fluide et en régime élastique. La figure 3.14 montre l'évolution de l'écart-type du coefficient de frottement en fonction du rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$. On constate que ce dernier augmente avec la cohésion inter-éléments. La génération de zones élastiques (vitesses moyennes des éléments discrets nulles) tend à localiser l'accommodation des vitesses sur des épaisseurs de plus en plus réduites où les efforts sont transmis de manière plus intense. La réponse tribologique classique se définit par l'apparition de vibrations au sein du contact (d'où l'augmentation de l'écart-type de μ). Dans le cas du régime élastique, on peut faire l'analogie avec le régime d'instabilités de type adhérence-décollement [108].

La figure 3.15 confirme d'ailleurs cette dynamique du coefficient de frottement. Pour des régimes de type fluide (faible rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$), la variation de l'épaisseur du volume de troisième corps reste faible (inférieure à 10% du rayon d'un élément). Le régime semi-fluide montre déjà une augmentation des amplitudes de variation (entre 10 et 20% du rayon

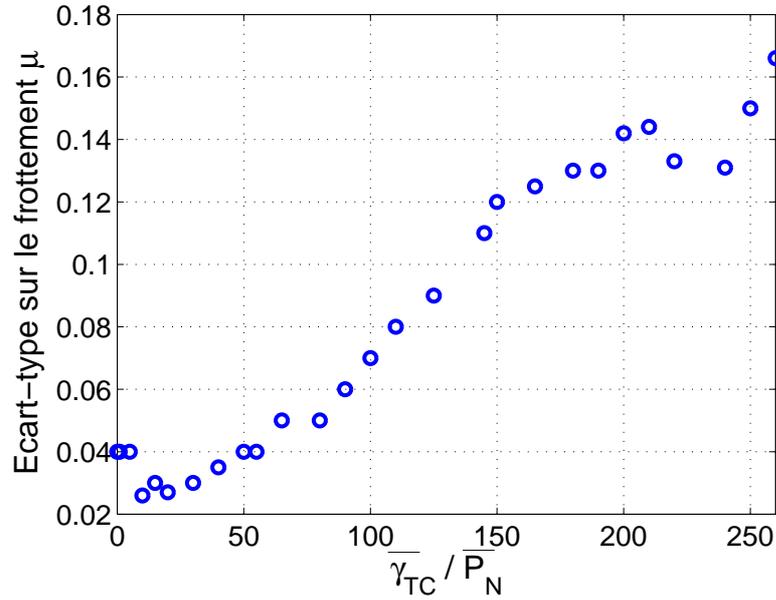


FIG. 3.14: Évolution de l'écart-type sur le coefficient de frottement global μ en fonction du rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$. Cela montre l'augmentation des instabilités de μ avec l'augmentation de $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$.

d'un élément). Enfin, pour les régimes à fort rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ (régimes élasto-plastique et élastique), ces amplitudes peuvent dépasser 50% du rayon d'un élément. Les phases de glissement-adhérence-décollement sont donc très importantes dans ce cas, affectant la dynamique du coefficient de frottement μ ainsi que le comportement général du mécanisme [109]. On remarque aussi également une "dilatance" du contact. L'augmentation de la cohésion inter-éléments associée au cisaillement imposé par la paroi inférieure amène le troisième corps à gagner en volume pour accommoder la différence de vitesse avec un minimum d'énergie.

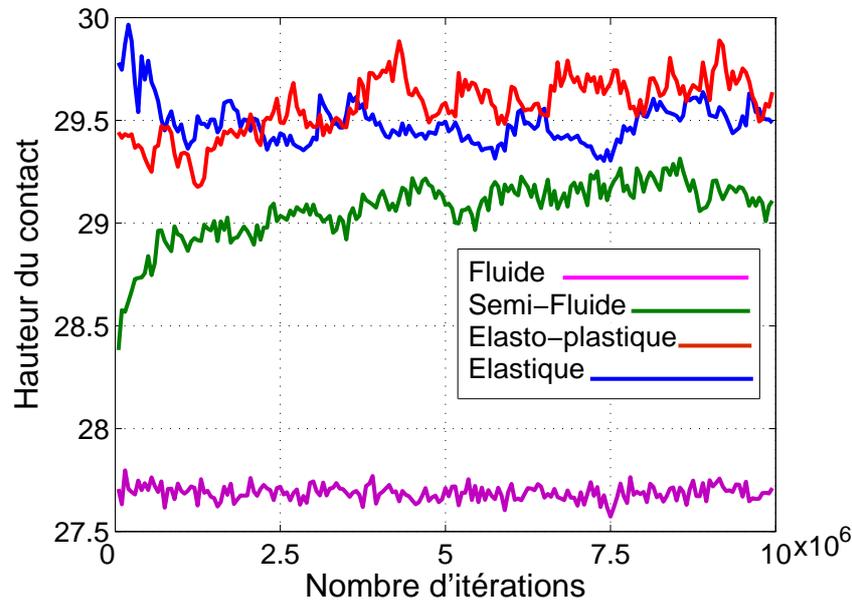


FIG. 3.15: Variation de la hauteur du contact au cours d'une simulation pour les quatre régimes d'écoulement.

3.5 Comparaison expérimentale

3.5.1 Description du dispositif

S'il est très compliqué de réaliser à l'échelle des particules du troisième corps des manipulations expérimentales qui permettent de mettre en avant les différents profils d'accommodation des vitesses relatives, plusieurs auteurs [65, 74, 110, 111] se sont attachés à étudier le cisaillement des milieux granulaires.

Courteille [112] a étudié le cisaillement annulaire d'un lit de sphères en aluminium de rayon moyen 0.5 mm (Fig. 3.16). L'objectif est de pouvoir confronter les observations expérimentales aux résultats numériques de son modèle granulaire à deux dimensions. Le dispositif a auparavant été utilisé par Craig et al. [110] et Yu et al. [65] pour des études sur les poudres métalliques en tribologie.

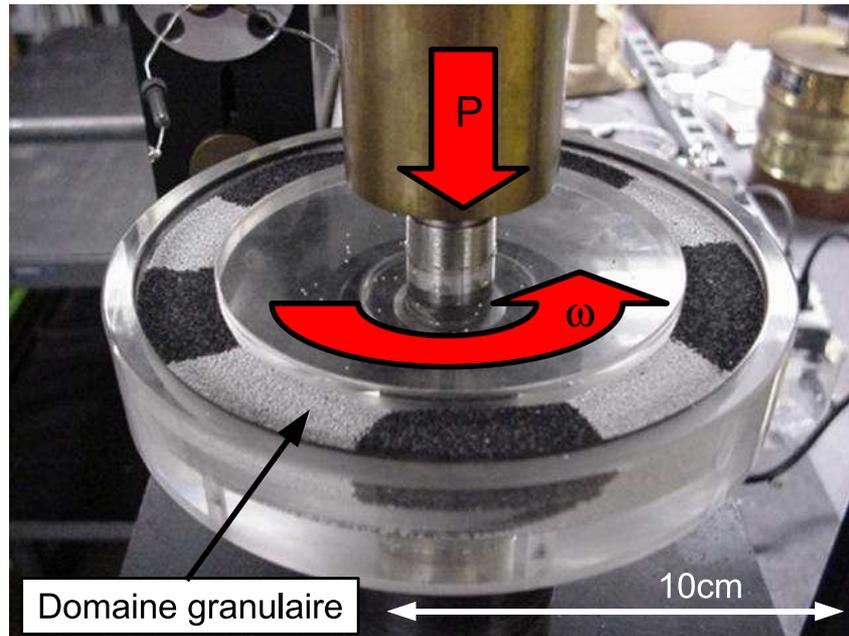


FIG. 3.16: Cellule de cisaillement annulaire mise en place par Courteille et Tichy [112]. Le milieu granulaire est composé de billes noires et blanches pour mettre en avant les profils de cisaillement au cours de la rotation de la partie supérieure du dispositif.

L'objectif d'un tel dispositif est double :

- mettre en avant l'influence des paramètres macroscopiques (pression P_N , vitesse de cisaillement V_P , hauteur de troisième corps granulaire) et microscopiques (cohésion du milieu granulaire) sur le coefficient de frottement (en mesurant un couple résistant) ;
- mettre en place un cisaillement granulaire effectif qui permet d'obtenir différents profils d'accommodation des vitesses en fonction des propriétés de fonctionnement du système.

3.5.2 Résultats

Ces travaux ont pu mettre en avant que sur le couple résistant C à l'origine de la puissance dissipée par le système :

- la hauteur de troisième corps a une influence négligeable ;
- la pression normale P_N influence de manière forte la quantité de puissance dissipée par le mécanisme ;
- la vitesse de cisaillement V_P entraîne une augmentation de la puissance dissipée mais de manière moins importante que pour la pression.

En ce qui concerne le profil d'accommodation des vitesses, le banc expérimental montre des similitudes avec le régime semi-fluide obtenu numériquement (Fig. 3.17).

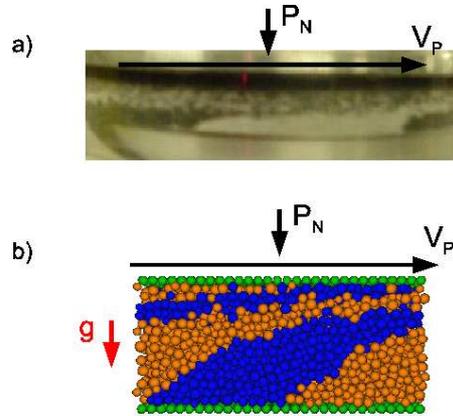


FIG. 3.17: Profil d'accommodation des vitesses dans le milieu granulaire : a) pour le dispositif expérimental de Tichy et al. ; b) pour le modèle granulaire. Expérimentalement (a), le profil de type semi-fluide peut être obtenu soit par une augmentation de la cohésion du système (via l'insertion de quelques gouttes d'huile), soit par l'effet de la gravité (lorsque le poids propre des billes n'est plus négligeable comparé aux forces locales).

L'accommodation se fait principalement dans la partie supérieure du domaine granulaire de par l'influence de la gravité : les billes de la partie inférieure du domaine sont soumises au poids propre des autres billes disposées au-dessus. Il est donc plus difficile pour celles-ci de se “libérer” et donc de participer à l'accommodation des vitesses. Pour des billes de grand diamètre (rayon de l'ordre du millimètre), la gravité joue un rôle important dans le profil de cisaillement du système. Il est possible de rattacher cette force à une augmentation de la cohésion inter-éléments avec l'épaisseur, entraînant ce type de profil discontinu.

D'autres études ont pu être menées avec l'injection dans le domaine granulaire de quelques gouttes d'huile. L'objectif est alors de pouvoir traduire une certaine cohésion locale entre sphères par création de ponts liquides. Les expériences ont pu montrer une augmentation du couple résistant en accord avec les prédictions avancées en 3.4. Le régime de type semi-fluide est de plus renforcé par l'effet accru des forces cohésives du milieu granulaire cisailé.

Si ces manipulations expérimentales sont encourageantes d'un point de vue qualitatif, elles soulignent en même temps toute la difficulté à vouloir modéliser le contact frottant dans des situations concrètes. Si l'influence de la gravité est un phénomène que l'on

peut supprimer dans le cas de contacts très confinés, les interactions entre éléments qui composent le troisième corps ne peuvent pas être reproduites à toutes les échelles. L'ajout d'huile dans le domaine permet en effet de créer une certaine "cohésion" (par pont liquide) entre sphères souhaitée par les modèles numériques. Malheureusement, la rapide oxydation des surfaces des sphères et de l'huile mais surtout l'influence limitée de cette dernière (lorsque les billes ont des tailles conséquentes) ne permettent pas d'atteindre des régimes d'accommodation de type élasto-plastique ou élastique. Pour cela, il faut réduire la taille des éléments avec lesquels on doit travailler, augmentant ainsi la difficulté de mise en œuvre d'un tel banc expérimental (fuites des sphères, problème de parallélisme, etc.).

3.6 Conclusions

Le modèle discret a pu mettre en avant toute l'importance des propriétés locales (cohésion γ_{TC}) sur :

- les profils d'accommodation des vitesses, où quatre régimes distincts peuvent être obtenus (fluide, semi-fluide, élasto-plastique et élastique) ;
- le glissement à l'interface troisième corps/premier corps, avec une transition très rapide sur une gamme de cohésion très resserrée ;
- le coefficient de frottement, avec un comportement non-linéaire et une chute de ce dernier lorsque l'on voit apparaître des zones élastiques dans le volume de troisième corps.

D'un point de vue mécanique, on constate la nécessité de l'étude locale du contact frottant sec.

► *Là où les modèles macroscopiques imposent soit un coefficient de frottement soit des profils de cisaillement, le modèle par éléments discrets obtient ces grandeurs en tant que données de sortie, à partir des paramètres locaux d'entrée qui composent la loi d'interaction (et notamment la cohésion γ_{TC}).*

Le frottement global, par exemple, ne nécessite pas l'introduction de frottement local pour exister. Nous verrons par la suite qu'un travail dissipatif, au niveau des interactions locales de contact, est suffisant pour obtenir une résistance au mouvement.

L'ensemble des données fondamentales (en termes de cohésion du troisième corps par exemple) très difficilement mesurables expérimentalement est obtenu de manière directe à partir de lois d'interaction simples. Si ces dernières peuvent être remises en cause par leur manque de fondement physique, cette approche par la méthode des éléments discrets permet néanmoins d'étudier des phénomènes que l'expertise tribologique dynamique et

post portem confirme. Les mesures de frottement, la mise en évidence de réactions physico-chimiques au sein du contact par spectrométrie de masse [57] ainsi que l'étude des surfaces frottantes sont autant de témoins d'une véritable dynamique du contact que seuls les modèles numériques microscopiques peuvent tenter d'approcher à l'heure actuelle.

Cette étude souligne aussi toute la complexité du frottement qui, pour un même coefficient de frottement global, peut traduire des phénomènes mécaniques radicalement différents (régime semi-fluide contre régime élastique). La simple relation $\mu = F_T/F_N$ ne suffit plus à définir la résistance au mouvement. Il est nécessaire de faire aussi intervenir le troisième corps avec sa rhéologie particulière qui dépend directement de ses propriétés locales (et notamment de sa cohésion).

Chapitre 4

Validation & étude énergétique du modèle

Ce chapitre a pour but de valider le modèle mécanique d'un point de vue énergétique avant d'effectuer la transition vers l'étude thermique du contact. Cette validation se base sur le théorème de l'énergie cinétique ainsi que sur une étude locale des puissances mises en jeu lors du contact inter-éléments. Dans un second temps, une étude sur les profils de dissipation dans l'épaisseur de troisième corps est effectuée. Une réflexion est aussi menée sur la signification physique du coefficient de frottement global ainsi que sur les conséquences thermiques des propriétés locales du troisième corps.

Sommaire

4.1	Introduction	91
4.2	Étude globale	91
4.2.1	Théorème de l'énergie cinétique	91
4.2.2	Description des puissances mises en jeu	92
4.2.3	Description des énergies mises en jeu	93
4.2.4	Étude énergétique du domaine granulaire	94
4.3	Étude locale	98
4.4	Profils de la puissance mécanique dissipée dans le troisième corps	100
4.5	Conclusions	102

4.1 Introduction

Si l'étude mécanique du contact avec troisième corps a mis en avant l'importance de l'étude locale des composants du triplet tribologique, le passage à l'étape thermique demande dans un premier temps une validation énergétique du modèle. Il n'est en effet pas envisageable de mener une étude thermique cohérente si à la base le modèle n'est pas conservatif ou ne respecte pas les fondements énergétiques.

Ce chapitre s'articule donc autour de trois axes. Tout d'abord, une validation énergétique globale est effectuée à partir du théorème de l'énergie cinétique. Puis une étude locale est menée afin de garantir la validité énergétique des forces locales d'interaction entre éléments. Enfin, une série de simulations est exploitée afin de souligner l'importance des profils de cisaillement sur les sites de dissipation de la puissance mécanique, à l'origine de la chaleur générée dans le contact.

4.2 Étude globale

4.2.1 Théorème de l'énergie cinétique

La validation énergétique dite "globale" du modèle passe par la vérification du théorème de l'énergie cinétique.

Pour un ensemble de p solides $\Sigma = \bigcup_{j=1}^p S_j$, on a :

$$\frac{dE_{\Sigma}^0}{dt} = P^0(\bar{\Sigma} \rightarrow \Sigma) + P(S_i \leftrightarrow S_j) \quad (4.1)$$

avec :

E_{Σ}^0 l'énergie cinétique des solides constituant le système Σ ;

$P^0(\bar{\Sigma} \rightarrow \Sigma)$ la puissance galiléenne des efforts extérieurs appliqués à Σ ;

$P(S_i \leftrightarrow S_j)$ la puissance des inter-efforts des solides constituant Σ .

4.2.2 Description des puissances mises en jeu

Puissance des efforts extérieurs $P^0(\bar{\Sigma} \rightarrow \Sigma)$

La puissance des efforts extérieurs exercée sur Σ se traduit par la puissance mise en jeu par la paroi supérieure (via la pression de contact P_N). Ainsi :

$$P^0(\bar{\Sigma} \rightarrow \Sigma) = F_N V_z \quad (4.2)$$

avec :

F_N la force normale résultante de la paroi supérieure soumise à une pression de contact P_N ;

V_z la vitesse de la paroi dans la direction d'application de la pression (direction z).

Puissance des inter-efforts $P(S_i \leftrightarrow S_j)$

La puissance des inter-efforts des solides constituant le système isolé correspond à la puissance mise en jeu au sein du troisième corps mais aussi par la translation de la paroi inférieure soumise à une vitesse V_P . Ainsi :

$$P(S_i \leftrightarrow S_j) = \sum_{k,l} P(S_k \leftrightarrow S_l) + F_T V_P \quad (4.3)$$

avec :

$P(S_k \leftrightarrow S_l)$ la puissance des inter-efforts dans le troisième corps ;

F_T la somme des projections des forces selon x des m éléments de la paroi inférieure ($F_T = \sum_m F_{xm}$) ;

V_P la vitesse de déplacement imposée sur la paroi inférieure.

La puissance des inter-efforts dans le troisième corps est définie classiquement par :

$$P(S_k \leftrightarrow S_l) = \vec{F} \cdot \vec{V} + \vec{M} \cdot \vec{\Omega} \quad (4.4)$$

avec :

\vec{F} la résultante des efforts de S_k sur S_l ;

\vec{V} le vecteur de la vitesse relative de S_l par rapport à S_k ;

\vec{M} le moment résultant des efforts de S_k sur S_l au centre de gravité G de l'élément ;

$\vec{\Omega}$ le vecteur rotation de S_l par rapport à S_k au centre de gravité G de l'élément.

A noter que le produit $\vec{M}.\vec{\Omega}$ est nul dans le modèle. La loi de contact entre éléments ne génère que des forces normales, le moment est donc toujours nul au centre de gravité G .

4.2.3 Description des énergies mises en jeu

Énergie cinétique de la paroi supérieure

Elle s'écrit :

$$E_{sup}^0 = \frac{1}{2}M_{sup}V_{sup}^2 \quad (4.5)$$

avec M_{sup} et V_{sup} respectivement la masse totale et la vitesse de déplacement de la paroi supérieure. Dans le système étudié ici, V_{sup} est uniquement égale à V_z car la paroi supérieure n'est libre que dans la direction z .

Il est important de souligner que la masse totale de la paroi ne correspond pas strictement à la somme des masses des éléments qui la composent. En effet, le modèle permet de lui conférer une masse supérieure qui traduit le poids total du premier corps attaché à cette dernière.

Énergie cinétique de la paroi inférieure

Elle s'écrit :

$$E_{inf}^0 = \frac{1}{2}M_{inf}V_P^2 \quad (4.6)$$

avec M_{inf} et V_P respectivement la masse totale et la vitesse de déplacement de la paroi inférieure.

Etant donné que la vitesse V_P imposée sur la paroi inférieure est constante, la dérivée par rapport au temps de E_{inf}^0 est nulle. Il n'est donc pas nécessaire de s'attacher à en calculer la valeur pour la validation énergétique du modèle.

Énergie cinétique du troisième corps

L'énergie cinétique d'un élément S du troisième corps s'écrit :

$$E_S^0 = \frac{1}{2} [M_S(\vec{V}_S^0)^2 + \vec{\Omega}_S^0 \cdot \bar{I}(G) \cdot \vec{\Omega}_S^0] \quad (4.7)$$

avec :

\vec{V}_S^0 le vecteur vitesse de l'élément S ;

$\vec{\Omega}_S^0$ le vecteur rotation de l'élément S ;

$\bar{I}(G)$ la matrice d'inertie au centre de gravité G de l'élément S .

Énergie totale du système

L'énergie cinétique totale E_Σ^0 du système est donc égale à la somme des énergies cinétiques des éléments qui le composent :

$$E_\Sigma^0 = E_{sup}^0 + E_{inf}^0 + \sum_{S=1}^n E_S^0 \quad (4.8)$$

Pour le calcul de la dérivée par rapport au temps de E_Σ^0 , on se base sur le fait que :

$$\frac{dE_\Sigma^0}{dt} \approx \frac{\Delta E_\Sigma^0}{\Delta t} = \frac{{}^{t+\Delta t} E_\Sigma^0 - {}^t E_\Sigma^0}{\Delta t} \quad (4.9)$$

Il est alors possible, à chaque itération, de calculer l'énergie cinétique totale du système.

4.2.4 Étude énergétique du domaine granulaire

Le théorème de l'énergie cinétique peut aussi se traduire plus simplement sous la forme :

$$\frac{dE_\Sigma^0}{dt} = P_{sup} + P_{inf} + P_{TC} \quad (4.10)$$

où P_{sup} , P_{inf} et P_{TC} représentent respectivement les puissances mises en jeu par la paroi supérieure, la paroi inférieure et le troisième corps.

En régime stable, l'énergie cinétique globale du système est constante, d'où $\frac{dE_{\Sigma}^0}{dt} = 0$ en moyenne. La figure 4.1 montre que très rapidement au cours de la simulation la dérivée de l'énergie cinétique oscille autour de zéro (l'écriture explicite du modèle ne permet pas de vérifier à chaque pas de temps l'égalité parfaite des équations discrétisées).

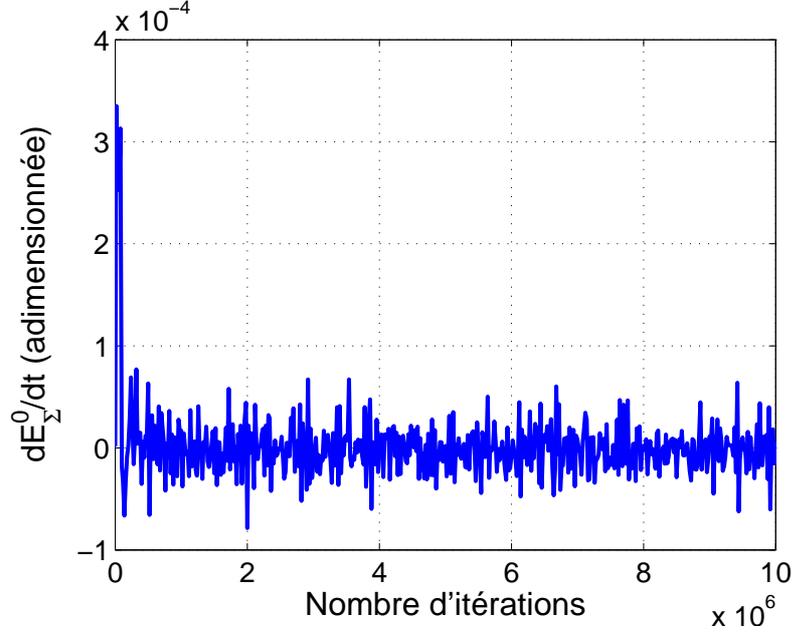


FIG. 4.1: Dérivée de l'énergie cinétique E_{Σ}^0 du domaine par rapport au temps en fonction du nombre d'itérations.

L'équation 4.10 se résume alors à :

$$\begin{aligned} 0 &= P_{sup} + P_{inf} + P_{TC} \\ &= F_N V_z + F_T V_P + P_{TC} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Dans un second temps, le régime stabilisé montre que la paroi supérieure oscille autour d'une position fixe. La vitesse V_z est donc nulle en moyenne, ce qui implique alors que :

$$P_{TC} = -F_T V_P \quad (4.12)$$

La figure 4.2 et l'équation 4.13 permettent de valider ces considérations théoriques. En effet, on constate bien que la puissance mise en jeu par la paroi supérieure P_{sup} reste très

faible (inférieure à 0.1% de P_{TC}) au cours de la simulation. On observe de plus une égalité (au signe près) entre les puissances mises en jeu par le troisième corps P_{TC} et par la paroi inférieure P_{inf} . Le signe positif de P_{inf} indique qu'il s'agit d'une puissance qui est fournie au système alors que le signe négatif de P_{TC} indique qu'il s'agit d'une puissance dissipée par le système.

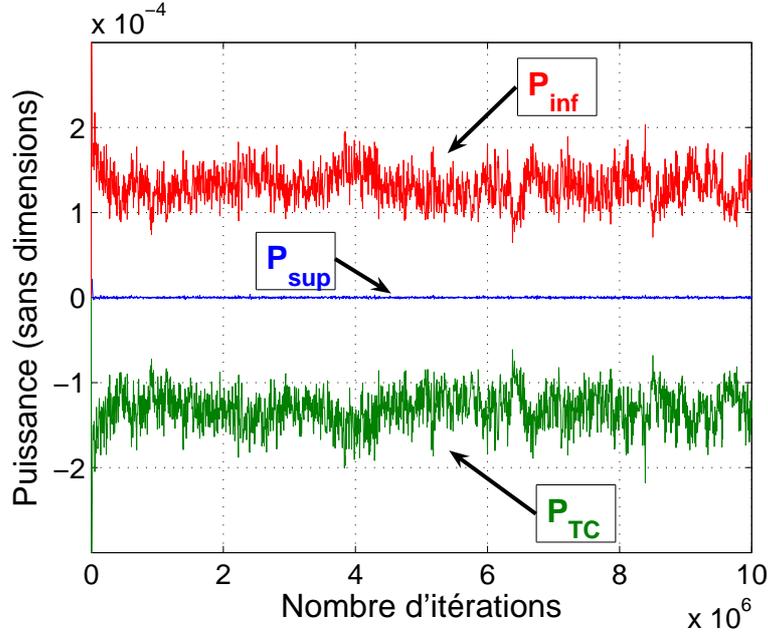


FIG. 4.2: Évolutions des puissances mises en jeu par le système au cours d'une simulation.

$$\begin{aligned}
 \frac{dE_{\Sigma}/dt}{|P_{TC}|} &= 0.34\% \\
 \frac{P_{sup}}{|P_{TC}|} &= 0.1\% \\
 \frac{|P_{inf} - P_{TC}|}{|P_{TC}|} &= 0.1\%
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

► Cette étude énergétique préalable montre que le système reste globalement conservatif au cours d'une simulation. En régime stable, si la paroi supérieure ne génère pas de puissance, le troisième corps en revanche dissipe la totalité de la puissance fournie par la paroi inférieure. Le théorème de l'énergie cinétique est bien respecté.

A noter que l'équation 4.12 peut aussi se décliner sous la forme :

$$\begin{aligned}
 P_{TC} &= -P_{inf} \\
 &= -F_T V_P \\
 &= -\mu F_N V_P \\
 &= -\mu P_N L_x L_y V_P
 \end{aligned}
 \tag{4.14}$$

► Sachant que P_N , L_x , L_y et V_P sont des paramètres constants pour une simulation donnée, il est directement possible de lier le coefficient de frottement global mesuré à la paroi inférieure avec la quantité de puissance dissipée dans le troisième corps (Fig. 4.3).

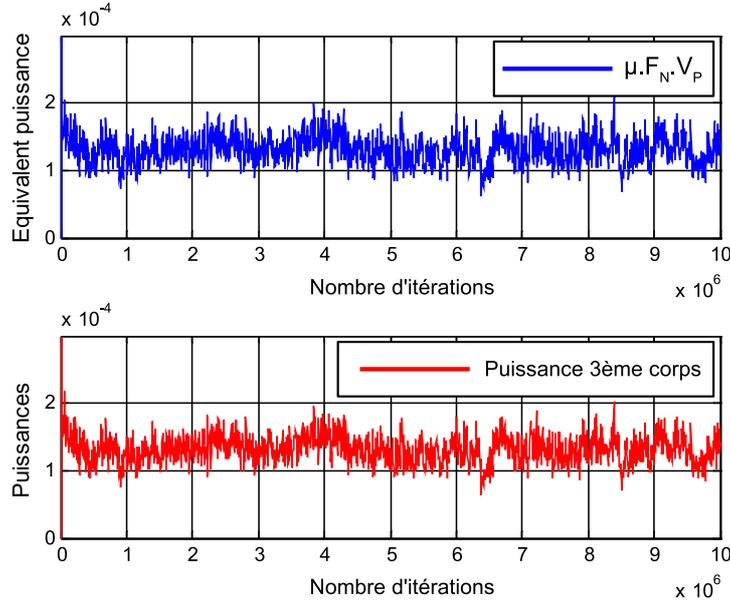


FIG. 4.3: Évolutions au cours du temps à la fois du produit $\mu.F_N.V_P$ et de la puissance dissipée dans le troisième corps.

Il est important de souligner que la plupart des modèles tribologiques qui traitent le contact sec se base en fait sur l'étude de P_{inf} (puissance d'échelle "macroscopique") qui représente globalement le produit $\mu F_N V_P$. L'avantage de l'approche par éléments discrets est son caractère "local". Au lieu de s'intéresser à l'influence de P_{inf} , le modèle s'attache à son "équivalent local", c'est-à-dire à P_{TC} , source de dissipation locale de l'énergie fournie au système. En raison de ce changement d'échelle, le coefficient de frottement n'est alors

plus considéré comme une donnée d'entrée mais comme une donnée de sortie du modèle (il n'est plus imposé mais "obtenu" numériquement). C'est à la rhéologie du troisième corps – à partir de ses propriétés locales (en cohésion notamment) – de définir le type d'accommodation préférentiel ainsi que la résistance au mouvement et non plus à l'utilisateur de fixer cette grandeur "centrale" (d'un point de vue mécanique, énergétique et thermique) qui cache un grand nombre de phénomènes locaux.

4.3 Étude locale

Lorsque deux éléments granulaires entrent en contact, la force d'interaction générée peut se diviser en trois composantes :

- une force de répulsion F_r ;
- une force de dissipation F_d ;
- une force de cohésion F_a .

Les puissances dissipées correspondantes sont donc :

- $P_r = F_r \dot{\delta}$ pour le travail de la force de répulsion ;
- $P_d = F_d \dot{\delta}$ pour le travail de la force de dissipation ;
- $P_a = F_a \dot{\delta}$ pour le travail de la force de cohésion,

avec $\dot{\delta}$ la différence de vitesses relatives entre deux éléments discrets en contact.

La figure 4.4 montre le rôle joué par ces trois forces de contact sur la part de puissance dissipée dans le troisième corps localement. On constate que les forces de répulsion et de cohésion sont conservatives (en moyenne, la puissance dissipée par ces deux forces est nulle pour une simulation donnée). La totalité de la puissance mise en jeu P_{TB} dans le contact inter-éléments est intégralement dissipée par le travail de la force de dissipation de la loi d'interaction.

On remarque donc que toute la puissance mécanique fournie au système par la paroi inférieure en mouvement est dissipée dans le troisième corps via la force de dissipation F_d . Si cette dissipation est liée au coefficient d'amortissement α_{TC} , elle dépend aussi de la raideur et de la cohésion locales qui jouent sur les temps de contact entre éléments. Les processus dissipatifs au sein du contact sont une nouvelle fois directement liés aux propriétés locales du troisième corps.

Cette constatation permet de confirmer les hypothèses avancées en 3.4 concernant l'évolution du coefficient de frottement en fonction du rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$.

Lors des modes d'accommodation de type fluide et semi-fluide, la quantité d'éléments qui participent de manière irréversible (c'est-à-dire de manière plastique) au cisaillement reste

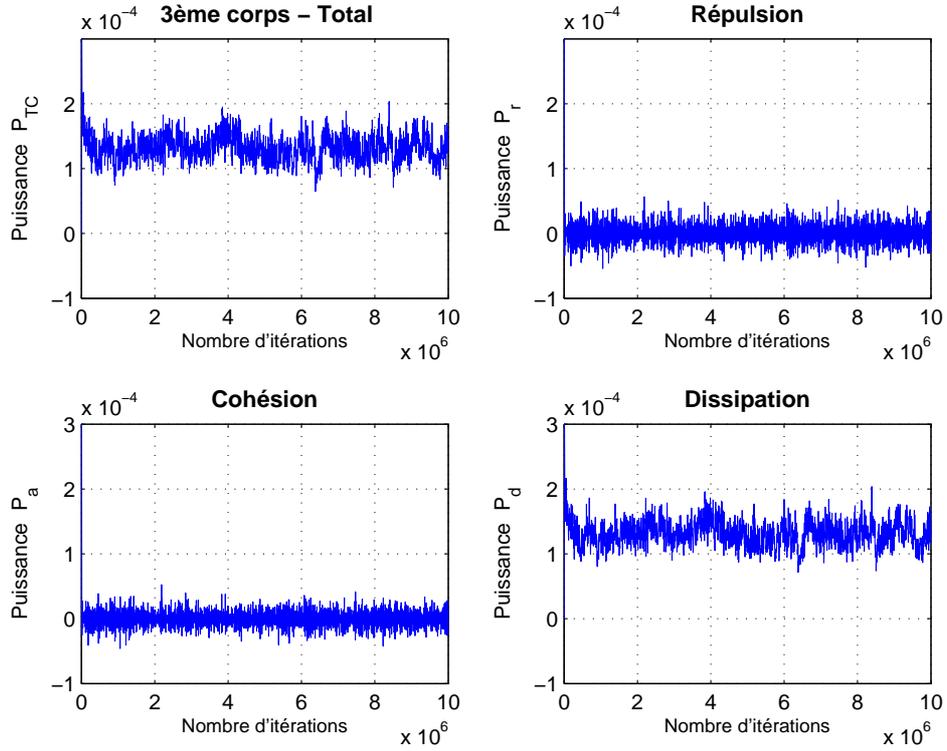


FIG. 4.4: Évolution en fonction du nombre d'itérations de la puissance dissipée (totale, de répulsion, de dissipation et de cohésion) localement au sein des contacts qui ont lieu dans le troisième corps.

constante (toute l'épaisseur de troisième corps accomode la différence de vitesses). L'augmentation du rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ entraîne une augmentation du travail des forces dissipatives car la durée des contacts inter-éléments est augmentée. Pour de forts rapports $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$, une partie du troisième corps travaille élastiquement, diminuant ainsi dans ces zones le travail des forces dissipatives (la différence de vitesses δ est faible) malgré l'augmentation des temps de contact. Pour des valeurs de $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N \in [100, 150]$ l'augmentation de la cohésion compense partiellement la diminution du nombre d'éléments qui participe au cisaillement. C'est ainsi que le coefficient de frottement global μ reste constant sur cet intervalle.

Lorsque le régime migre vers le régime élastique enfin, la diminution de l'épaisseur de troisième corps en cisaillement prend l'avantage sur l'influence de la cohésion locale. Le coefficient de frottement chute alors linéairement en même temps que la part de puissance dissipée (le nombre d'éléments qui participe fortement au travail dissipatif diminue).

► Cette étude montre que le coefficient de frottement est un paramètre d'échelle globale. Il permet de s'affranchir au mieux de la description des phénomènes mécaniques, physico-chimiques (et thermiques par la suite) qui ont lieu à l'échelle locale et qui le gouvernent. Il est notamment possible, via le modèle discret, de définir le frottement uniquement en termes de puissance dissipée localement. On montre qu'il résulte d'une compétition entre la cohésion locale et le volume de troisième corps cisailé.

4.4 Profils de la puissance mécanique dissipée dans le troisième corps

Afin de mesurer la puissance dissipée dans l'épaisseur du troisième corps, le domaine granulaire a été divisé en 12 couches. Chaque couche se voit donc attribuer un certain nombre d'éléments et une quantité de puissance dissipée lors du cisaillement.

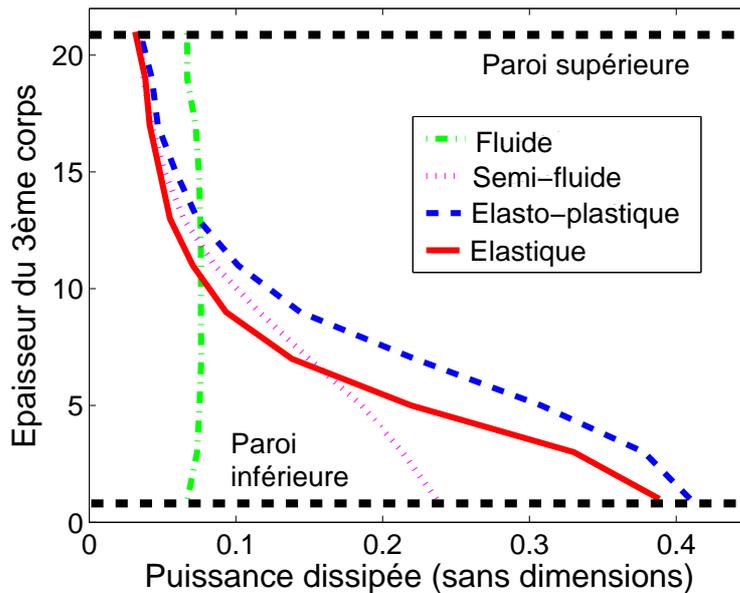


FIG. 4.5: Profils de la puissance dissipée dans le troisième corps pour les quatre différents régimes d'accommodation des vitesses.

La figure 4.5 montre, au même temps de simulation, le profil de puissance dissipée dans l'épaisseur du troisième corps pour les quatre différents régimes d'accommodation des vitesses.

Pour le régime fluide, le taux de cisaillement du troisième corps est constant dans son

épaisseur (le gradient de vitesse $\frac{\partial V}{\partial z}$ est constant). Quelle que soit la position de l'élément dans le domaine, il travaille donc de la même manière que l'ensemble des autres éléments. On constate donc que le profil de puissance dissipée est constant. Si l'on traduit cette puissance dissipée en termes de chaleur, la génération de chaleur est alors uniforme dans le troisième corps.

Lorsque le gradient de vitesse dans l'épaisseur du troisième corps devient variable (régime semi-fluide), on voit apparaître une dissymétrie du profil de dissipation de puissance dans le contact. L'accommodation des vitesses se localise près de la paroi inférieure en mouvement, là où le taux de cisaillement – et donc les déformations plastiques – sont les plus élevés.

Dans le cas du régime élasto-plastique, l'accommodation des vitesses est encore plus localisée. La zone de déformation plastique du troisième corps ne s'étend plus sur toute son épaisseur mais sur un volume restreint (Fig. 4.6). Une quantité moindre d'éléments participe au travail dissipatif des forces de contact, directement lié à la différence de vitesses relatives inter-éléments $\dot{\delta}$.

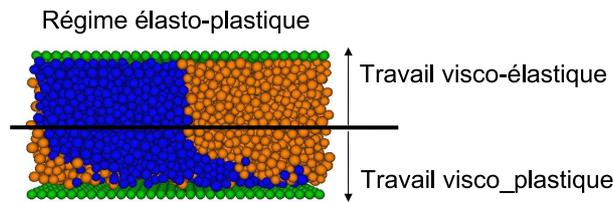


FIG. 4.6: Répartition du travail élastique (visco-élastique) et plastique (visco-plastique) dans le troisième corps pour le régime élasto-plastique.

Enfin, dans le cadre du régime élastique, l'accommodation des vitesses est toujours très localisée. Cependant, une part non négligeable de puissance dissipée se trouve dans le troisième corps qui travaille visco-élastiquement. Bien que seule une faible partie du volume de troisième corps travaille plastiquement, l'accommodation des vitesses se traduit aussi par des phénomènes dissipatifs dans les zones visco-élastiques.

La figure 4.7 met en avant la proportion de puissance dissipée dans le troisième corps lui-même et à son interface avec le premier corps inférieur en mouvement imposé. On remarque qu'à l'interface, la part de dissipation ne dépasse pas les 25%. Dans le cas du régime fluide, elle correspond à la même quantité de puissance dissipée dans chacune des 11 autres couches de mesure. Dans les autres cas, l'apparition du glissement à l'interface en augmente son poids sur l'ensemble du domaine. On note cependant qu'à fort ratio $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$, la majorité de la puissance dissipée dans le contact se fait tout de même visco-élastiquement.

▶ L'étude des profils de puissance dissipée dans l'épaisseur du contact montre qu'il n'est pas concevable, quel que soit le régime d'accommodation des vitesses lors du frottement, de considérer une génération de chaleur localisée sur une bande. Il est nécessaire de prendre en compte une génération de type volumique qui peut faire apparaître de fortes dissymétries dans la répartition des sources de chaleur.

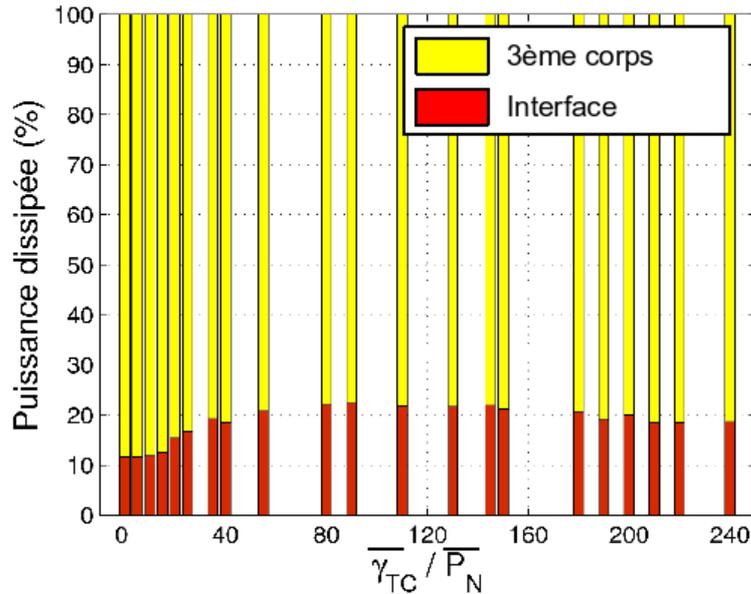


FIG. 4.7: Proportion de puissance dissipée dans le volume du troisième corps et à son interface avec le premier corps inférieur en mouvement.

4.5 Conclusions

Ce chapitre souligne toute l'importance du troisième corps et de sa rhéologie locale sur le profil des puissances dissipées au sein du contact. Si l'on considère que cette dissipation mécanique est à la base de la génération de chaleur (et donc à la source de la thermique du contact), l'étude de l'influence des propriétés locales (et notamment ici de la cohésion inter-éléments) est fondamentale.

Dans un premier temps, une validation énergétique du modèle est nécessaire afin de garantir le principe de conservation de l'énergie. L'étude globale permet de relier directement le coefficient de frottement macroscopique à une quantité de puissance dissipée localement. Cela souligne une nouvelle fois toute la complexité de ce paramètre, véritable synthèse

d'un nombre important de processus locaux complexes. L'étude locale a permis, quant à elle, de s'assurer de la réalité "physique" de la loi d'interaction dans sa décomposition en forces de répulsion, dissipation et cohésion.

Dans un second temps, l'étude par tranches de la dissipation de puissance dans l'épaisseur du troisième corps a mis en avant l'apparition de dissymétries énergétiques. Lorsque l'accommodation des vitesses entre les premiers corps se traduit par des taux de cisaillement non constants, certaines zones du troisième corps travaillent de manière beaucoup plus intense, localisant ainsi le travail des forces dissipatives locales. Si cette dissipation mécanique se traduit par une génération de chaleur, les sources thermiques ne sont alors plus de type surfacique et elles deviennent même non uniformes d'un point de vue volumique. Ces résultats confirment donc les limites des modèles de type Blok-Jaeger ou Olesiak. Dans le cas de premiers corps aux propriétés thermiques équivalentes, ces modèles stipulent que la part de chaleur diffusée dans chacun de ces volumes est équivalente (coefficient de partage X_1), étant donné que la production de chaleur est supposée uniforme dans le contact, à son interface. Cela peut traduire le cas du régime fluide dans le modèle discret actuel (Fig. 4.8.a). En revanche, si le cisaillement n'est plus uniforme, on voit apparaître une localisation des sources de chaleur près de la paroi en mouvement (Fig. 4.8.b). Il est alors peu envisageable que la diffusion de la chaleur dans les deux premiers corps soit équivalente de par la dissymétrie engendrée par les propriétés locales d'écoulement du troisième corps.

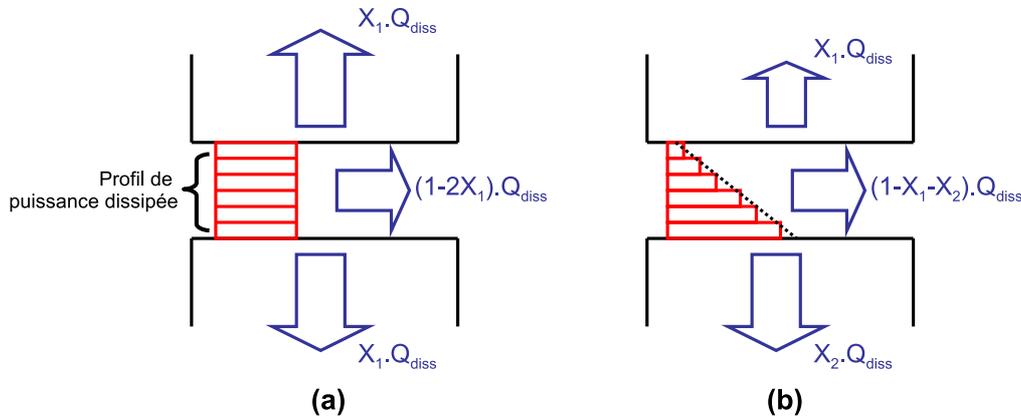


FIG. 4.8: Description schématique des modèles de type Blok-Jaeger et Olesiak [2, 3, 6] lorsque les deux premiers corps ont des propriétés thermiques équivalentes. (a) Les coefficients de partage sont identiques (X_1). (b) Lorsque l'on a une dissymétrie du profil de puissance dissipée à l'interface du contact, cette égalité ne semble plus valable. Quelles valeurs pour X_1 et X_2 alors ?

Chapitre 5

Mise en place du modèle thermique

La thermique en milieu granulaire est traitée dans ce chapitre. Les phénomènes de génération et diffusion de la chaleur dans le contact sont décrits de manière dynamique et les premiers corps sont gérés en tant que solides continus. Les différentes hypothèses et validations numériques sont soulignées afin d'aboutir par la suite à l'étude thermique du contact frottant, aussi bien à partir du troisième corps que des premiers corps.

Sommaire

5.1	Description des différents phénomènes en jeu	105
5.1.1	Diffusion de la chaleur dans un milieu granulaire	105
5.1.2	Génération de la chaleur lors du cisaillement	111
5.1.3	Précautions numériques	112
5.1.4	Gestion des conditions limites thermiques	113
5.1.5	Influence de la convection	117
5.2	Algorithme de calcul mécano-thermique	118
5.3	Validation thermique du modèle	118
5.3.1	Etude du front de température sur domaine granulaire	118
5.3.2	Validation par la méthode du signal bref ou “flash”	121
5.4	Conclusion	125

5.1 Description des différents phénomènes en jeu

Pour l'étude du frottement sec, nous allons nous attacher à modéliser finement l'ensemble des phénomènes thermiques locaux qui ont lieu au sein du troisième corps à partir de la réponse mécanique de ce dernier (régime d'accommodation des vitesses, glissement à l'interface, etc.). Les premiers corps, quant à eux, sont représentés de manière simplifiée par un milieu continu à une dimension en raison des frontières périodiques appliquées au domaine.

Ces hypothèses nous ont donc amenés à développer le modèle autour de trois concepts-clés :

1. la diffusion de la chaleur dans le milieu granulaire ;
2. la gestion dynamique de la génération *locale* de la chaleur dans le contact (qui n'est plus issue de paramètres uniquement macroscopiques mais aussi de la réponse microscopique du troisième corps) ;
3. la gestion du passage milieu granulaire/milieu continu aux parois des premiers corps et diffusion de la chaleur dans leur volume respectif (conditions limites thermiques).

5.1.1 Diffusion de la chaleur dans un milieu granulaire

Mise en équation du processus de diffusion granulaire

La mise en équation se base sur les travaux de Vargas et McCarthy [82–86] sur des domaines statiques (cage de compression)¹. Lorsque deux éléments i et j sont en contact avec leurs températures respectives T_i et T_j à l'instant t , il y a naturellement transfert de chaleur de l'élément le plus chaud vers l'élément le plus froid. En régime permanent (Fig. 5.1), ce flux de chaleur échangée Q_{ij} est directement lié aux propriétés des matériaux en contact (conductivité thermique k_{mat}), à leur différence de températures $T_i - T_j$ et à la surface de contact des deux corps S_{ij} :

$$Q_{ij} = k_{mat}S_{ij}(T_i - T_j) \quad (5.1)$$

Le produit $k_{mat}S_{ij}$ est aussi appelé *conductance thermique du contact*.

Dans le cas d'un milieu granulaire dense, l'élément i va être en contact avec plusieurs éléments qui participent au transfert global de chaleur à l'instant t . Au pas de temps suivant, l'évolution globale du système cisailé modifiera la configuration précédente et

¹Nous montrerons par la suite qu'il est possible d'étendre la méthode à des problèmes dynamiques.

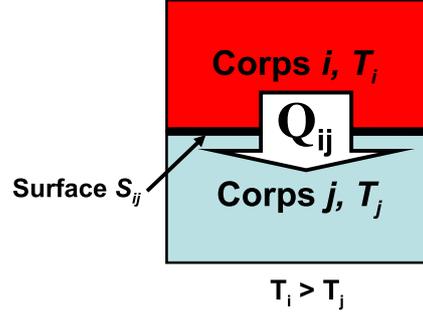


FIG. 5.1: Principe du transfert de chaleur entre deux corps en régime permanent.

donc la “dynamique” des transferts de chaleur de chaque élément.

Si l’on considère maintenant le contact entre deux éléments granulaires i et j à l’instant $t + \Delta t$, le flux échangé $Q_{ij}^{t+\Delta t}$ est alors égal à :

$$Q_{ij}^{t+\Delta t} = H_c^{t+\Delta t}(T_i^t - T_j^t) \quad (5.2)$$

où :

$H_c^{t+\Delta t}$ représente la conductance du contact à l’instant $t + \Delta t$;

T_i^t et T_j^t sont respectivement les températures des éléments i et j à l’instant t .

Il est en effet nécessaire, dans un processus dynamique de cisaillement, de considérer l’état du contact entre éléments à chaque pas de temps. D’un point de vue granulaire [113–115], $H_c^{t+\Delta t}$ peut se résumer à :

$$H_c^{t+\Delta t} = 2k_{ij}a_{ij}^{t+\Delta t} \quad (5.3)$$

avec :

k_{ij} la conductivité équivalente du contact entre l’élément i et j ($k_{ij} = k_i k_j / (k_i + k_j)$);

$a_{ij}^{t+\Delta t}$ le rayon de contact à l’instant $t + \Delta t$ entre les éléments i et j (Fig. 5.2).

Pour des sphères de rayon R , $a_{ij}^{t+\Delta t}$ est uniquement fonction de l’interpénétration δ à l’instant $t + \Delta t$ et vaut (par calcul géométrique) :

$$a_{ij}^{t+\Delta t} = \sqrt{R\delta - \frac{\delta^2}{4}} \approx \sqrt{R\delta} \text{ pour } \delta \ll R \quad (5.4)$$

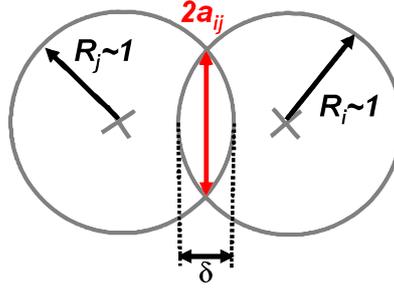


FIG. 5.2: Définition du rayon de contact entre deux éléments i et j .

La variation de température $dT_{ij}^{t+\Delta t}$ due à l'échange de flux par diffusion $Q_{ij}^{t+\Delta t}$ pour l'élément i en contact avec un élément j à l'instant $t + \Delta t$ peut alors s'écrire comme :

$$\begin{aligned}
 dT_{ij}^{t+\Delta t} &= \frac{Q_{ij}^{t+\Delta t} \Delta t}{\rho_i c_{pi} V_i} \\
 &= \frac{H_c^{t+\Delta t} (T_j^t - T_i^t) \Delta t}{\rho_i c_{pi} V_i} \\
 &= \frac{2k_{ij} a_{ij}^{t+\Delta t} (T_j^t - T_i^t) \Delta t}{\rho_i c_{pi} V_i}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

avec ρ_i , c_{pi} et V_i respectivement la densité, la capacité thermique et le volume de l'élément i .

Si l'on fait apparaître le terme de diffusivité équivalente associée à l'élément i en contact avec l'élément j , $\alpha_i^d = \frac{k_{ij}}{\rho_i c_{pi}}$, on obtient :

$$dT_{ij}^{t+\Delta t} = \frac{2\alpha_i^d}{V_i} a_{ij}^{t+\Delta t} (T_j^t - T_i^t) \Delta t \tag{5.6}$$

Enfin, sur un pas de temps Δt et pour les j éléments en contact avec l'élément i , on obtient la température $T_i^{t+\Delta t}$ due aux transferts de chaleur :

$$\begin{aligned}
 T_i^{t+\Delta t} &= T_i^t + \sum_{j \text{ contacts}} dT_{ij}^{t+\Delta t} \\
 &= T_i^t + \frac{2\alpha_i^d}{V_i} \Delta t \sum_{j \text{ contacts}} a_{ij}^{t+\Delta t} (T_j^t - T_i^t)
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

Il est à noter que ces équations stipulent que l'ensemble des éléments en contact avec l'élément i "voient" la même température T_i^t sur un pas de temps donné. Nous verrons par la suite (section 5.1.3) la validité de cette hypothèse.

Passage adimensionné & définition de l'échelle de temps thermique T_{th}

Comme il a été décrit au chapitre 2, le modèle s'articule autour de paramètres sans dimension ramenés à des longueurs caractéristiques (Eq. 2.22 & 2.23).

La mise en place du module thermique oblige à définir une échelle de référence supplémentaire (en plus du rayon moyen R , de la masse moyenne M et de la raideur de contact K). On choisit l'échelle de température T qui, associée aux autres échelles, permet d'adimensionner toutes les données supplémentaires du modèle (et notamment les termes de conductivité k_{ij} et de capacité thermique c_{pi}) tel que :

$$\begin{aligned}
 \bar{T} &= 1 \\
 \bar{T}_i &= \frac{T_i}{T} \\
 \bar{k}_{ij} &= k_{ij} \times \frac{T}{KR} \sqrt{\frac{M}{K}} \\
 \bar{c}_p &= c_p \times \frac{MT}{KR^2}
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

Et le coefficient de diffusivité thermique équivalente α_i^d devient alors :

$$\bar{\alpha}_i^d = \alpha_{ij}^d \times \frac{1}{R^2} \sqrt{\frac{M}{K}} \tag{5.9}$$

L'implémentation thermique du modèle fait apparaître naturellement une nouvelle échelle

de temps T_{th} en relation directe avec la diffusion de la chaleur dans l'élément discret. A partir de l'équation 5.6, il est possible de quantifier cette échelle de temps sous la forme :

$$T_{th} = \frac{dT_{ij}^{t+\Delta t}}{2(T_j^t - T_i^t)} \frac{V_i}{\alpha_{ij}^{t+\Delta t} \alpha_i^d} \quad (5.10)$$

Dans le cas limite où l'interpénétration δ ne dépasse pas 5% du rayon moyen des éléments du domaine, on obtient :

$$\begin{aligned} T_{th} &= \frac{dT_{ij}^{t+\Delta t}}{2(T_j^t - T_i^t)} \frac{V_i}{\sqrt{0.05R^2} \alpha_i^d} \\ &\approx \frac{dT_{ij}^{t+\Delta t}}{2(T_j^t - T_i^t)} \frac{3\pi R^2}{\alpha_i^d} \end{aligned} \quad (5.11)$$

Si l'on suppose que l'échelle de temps thermique T_{th} correspond au temps nécessaire pour que deux éléments i et j en contact soient à la même température, soit :

$$dT_{ij}^{t+\Delta t} = \frac{(T_j^t - T_i^t)}{2} \quad (5.12)$$

On obtient alors :

$$T_{th} = \frac{3\pi R^2}{4\alpha_i^d} \quad (5.13)$$

En travaillant sans dimension et pour un rayon moyen \bar{R} égal à 1, au facteur π près, l'échelle de temps thermique est proportionnelle à $1/\bar{\alpha}_i^d$:

$$T_{th} \propto \frac{1}{\alpha_i^d} \quad (5.14)$$

Trois échelles de temps sont donc présentes dans le modèle :

- l'échelle de temps d'oscillation T_0 relative au contact inter-éléments ;
- l'échelle de temps de contact T_c relative à l'écoulement des éléments ;
- l'échelle de temps thermique T_{th} relative à la diffusion de la chaleur dans les volumes discrets.

Au sein du modèle et à partir des paramètres adimensionnés du tableau 5.1 qui permettent de calculer ces trois échelles de temps, il est possible d'effectuer une comparaison de leur ordre de grandeur :

Grandeur	Valeur réelle	Valeur sans dimension
Rayon moyen $R - \bar{R}$	$5 \mu m$	1
Masse moyenne $M - \bar{M}$	$4.08 \times 10^{-12} N.m^{-1}$	1
Raideur de contact $K - \bar{K}$	$10^6 N.m^{-1}$	1
Température $T - \bar{T}$	$300^\circ K$	1
Vitesse $V_P - \bar{V}_P$	$15 m.s^{-1}$	5.32×10^{-3}
Diffusivité équivalente $\alpha_i^d - \bar{\alpha}_i^d$	$1.25 \times 10^{-5} m^2.s^{-1}$	1.6×10^{-3}

TAB. 5.1: Grandeurs avec et sans dimension utilisées dans le modèle.

$$\begin{aligned}
 \bar{T}_0 &\propto \sqrt{\frac{\bar{M}}{\bar{K}}} = 1 \\
 \bar{T}_c &= \frac{\bar{R}}{\bar{V}_P} \approx 188 \\
 \bar{T}_{th} &\propto \frac{1}{\bar{\alpha}_i^d} \approx 1000
 \end{aligned}
 \tag{5.15}$$

► Etant donné que l'échelle de diffusion thermique \bar{T}_{th} est très supérieure aux autres échelles de temps caractéristiques du système, le pas de temps Δt basé sur l'échelle de temps d'oscillation \bar{T}_0 du contact reste la référence (Fig. 5.3). L'ensemble des phénomènes d'oscillation de contact, d'écoulement d'éléments et de transfert de chaleur peut être décrit correctement à partir de ce pas de temps Δt .

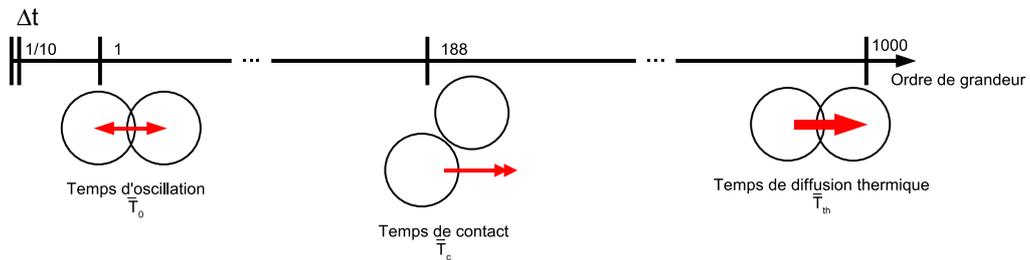


FIG. 5.3: Les trois échelles de temps présentes dans le modèle.

5.1.2 Génération de la chaleur lors du cisaillement

Lorsque les modèles par éléments discrets font appel à un effort tangentiel local entre éléments, la force de frottement, dissipative, est à l'origine de l'élévation de température de l'ensemble du domaine [116]. Dans notre cas, et comme il a été dit auparavant, aucune force de frottement n'a été ajoutée à la loi d'interaction. Un déplacement purement tangentiel entre deux éléments en contact ne génère donc pas de chaleur.

Ici, la génération de chaleur a pour seule et unique origine la dissipation générée par la force normale de contact entre éléments du domaine. Elle est directement issue du travail de la force de dissipation locale F_d .

► *Il est supposé que l'intégralité de cette dissipation mécanique est transformée en chaleur $Q_{i \leftrightarrow j}$ (pas de crissement, réactions physico-chimiques, etc.) et que cette chaleur est répartie de manière équivalente entre les deux éléments i et j en contact.*

Le flux de chaleur générée $Q_{i \leftrightarrow j}^{t+\Delta t}$ à l'instant $t + \Delta t$ est alors égal à :

$$\begin{aligned} Q_{i \leftrightarrow j}^{t+\Delta t} &= F_d \dot{\delta} \\ &= 2\alpha_{TC} \sqrt{KM_{ij}} \dot{\delta}^2 \end{aligned} \quad (5.16)$$

Ce flux est ensuite réparti de manière équivalente ($Q_{i \leftrightarrow j}^{t+\Delta t}/2$ pour chaque élément i et j). Il entraîne une élévation de température $dT_i^{t+\Delta t}$ de l'élément i égale à :

$$\begin{aligned} dT_i^{t+\Delta t} &= \frac{1}{2} \frac{Q_{i \leftrightarrow j}^{t+\Delta t} \Delta t}{\rho_i c_{pi} V_i} \\ &= \frac{\alpha_i^d \sqrt{KM_{ij}} \dot{\delta}^2 \Delta t}{\rho_i c_{pi} V_i} \end{aligned} \quad (5.17)$$

Il est alors désormais possible de calculer la nouvelle température d'un élément i à l'instant t due à la fois aux phénomènes de génération et de diffusion de la chaleur :

$$T_i^{t+\Delta t} = T_i^t + \sum_{j \text{ contacts}} \left(dT_i^{t+\Delta t} + dT_{ij}^{t+\Delta t} \right) \quad (5.18)$$

avec :

$dT_i^{t+\Delta t}$ la contribution de la puissance mécanique dissipée aux contacts inter-éléments ;
 $dT_{ij}^{t+\Delta t}$ la contribution du transfert de chaleur d'un élément i à un élément j .

5.1.3 Précautions numériques

L'hypothèse faite pour l'équation 5.7 (résolution thermique en condition multi-contacts) repose sur deux conditions numériques à vérifier.

Dans un premier temps, elle stipule que quel que soit le point de contact des éléments j avec l'élément i , ils "voient" tous la même température T_i^t . D'un point de vue physique, cela revient à supposer une conductivité "infinie" dans les éléments discrets du domaine, stipulant qu'il n'y a pas de gradient de température dans le volume de l'élément i considéré et que l'apport ou la perte thermique se fait de manière totale et instantanée. Plusieurs travaux prennent en compte une diffusion thermique intra-éléments dans leurs modélisations granulaires [117] mais sur un ensemble de plus de 5000 éléments, il devient très coûteux de considérer ce processus. D'autant plus que l'échelle de modélisation du système actuel permet de valider cette hypothèse de base.

Pour cela, il suffit que la résistance au transfert de chaleur $k_i A_i / V_i$ dans un élément i soit inférieure à la résistance du contact $H_c^{t+\Delta t}$ entre ce même élément i et les éléments j . Cela se traduit en fait par l'étude du nombre de Biot Bi , c'est-à-dire :

$$Bi = \frac{H_c^t}{k_i V_i / A_i} = \frac{2}{3} a_{ij}^t R \approx \frac{2}{3} R \sqrt{R \delta} < 1 \quad (5.19)$$

avec :

k_i la conductivité thermique de l'éléments i ;

V_i et A_i respectivement le volume et l'aire de l'élément i .

Cette hypothèse ne dépend donc pas des propriétés matériaux mais uniquement des conditions de contact. Étant donné que l'interpénétration δ doit être très petite devant le rayon moyen des éléments du domaine (inférieure à 5%), on obtient en pratique (et avec les paramètres adimensionnés) :

$$Bi = \frac{2}{3} \times 1 \times \sqrt{1 \times 0.05} \approx 11\% \quad (5.20)$$

Dans la condition de contact la plus drastique (interpénétration δ maximale), la résistance thermique au contact entre deux éléments i et j est donc dix fois plus importante que la résistance thermique au sein du volume. On peut donc supposer que la première précaution numérique (température uniforme dans un élément i) est vérifiée.

La seconde précaution numérique concerne le pas de temps de la simulation Δt ($\Delta t = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{M}{K}}$). Ce dernier doit être suffisamment petit pour que les variations de température autour de l'élément i sur un pas de temps Δt soient uniquement limitées à son voisinage

direct (c'est-à-dire les j éléments en contact avec lui (condition quasi-statique). Il faut donc que le pas de temps Δt limite l'influence "géométrique" de la diffusivité thermique c'est-à-dire qu'il doit être très inférieur à l'échelle de temps thermique T_{th} :

$$\Delta t \ll T_{th} \quad (5.21)$$

Soit à un facteur près près :

$$\frac{1}{\bar{\alpha}_i^d} \gg 1 \quad (5.22)$$

ou :

$$\bar{\alpha}_i^d \ll 1 \quad (5.23)$$

La seconde précaution numérique est donc également vérifiée pour une diffusivité équivalente adimensionnée $\bar{\alpha}_i^d$ très inférieure à l'unité. La perturbation thermique engendrée par le phénomène de diffusion sur l'élément i atteint alors uniquement l'ensemble des j éléments en contact avec ce dernier.

5.1.4 Gestion des conditions limites thermiques

Il est important de pouvoir gérer convenablement les échanges thermiques entre le troisième corps et les premiers corps. Il est possible, par exemple, d'imposer un flux de chaleur négatif (évacuation), constant en fonction du temps et qui permet de ne pas représenter dans leur totalité les premiers corps. Cette approche ne peut être que la première étape d'un développement thermique plus avancé. En effet, dans cette situation, l'histoire thermique du contact est négligée, ce qui influe grandement sur la capacité des premiers corps à pouvoir absorber plus ou moins de chaleur au cours du temps.

Dans le modèle thermique développé ici, nous traitons les premiers corps comme des milieux continus. Les frontières périodiques en x et y , qui simulent un contact semi-infini, permet de gérer les effets thermiques dans les premiers corps uniquement dans la direction z . Le point central consiste donc à s'attacher à l'interface entre ces premiers corps continus et le milieu granulaire dans la direction z .

► Il est donc intrinsèquement supposé que les flux de chaleur dans les directions x et y , à la fois dans les premiers corps mais aussi dans le troisième, sont négligeables devant les flux de chaleur dans la direction z .

Il est alors possible de travailler avec l'équation de la chaleur à une dimension (z) dans les premiers corps :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{\alpha_{PC}^d} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5.24)$$

avec α_{PC}^d la diffusivité thermique dans les premiers corps.

Le développement en différences finies centrées donne alors :

$$\frac{T_{i-1}^t - 2T_i^t + T_{i+1}^t}{\Delta z^2} = \frac{1}{\alpha_{PC}^d} \frac{T_i^{t+\Delta t} - T_i^t}{\Delta t} \quad (5.25)$$

ou :

$$T_i^{t+\Delta t} = \bar{r}(T_{i-1}^t + T_{i+1}^t) + (1 - 2\bar{r})T_i^t \quad (5.26)$$

avec $\bar{r} = \frac{\alpha_{PC}^d \Delta t}{\Delta z^2}$ et où les premiers corps sont discrétisés en $n + 1$ intervalles de longueur Δz (Fig. 5.4).

L'écriture discrétisée à l'indice $i = 0$ est associée à la condition limite granulaire entre les premiers corps et le troisième corps. A cette interface, les parois sont traversées par un flux par unité de surface $Q_{inf}^{t+\Delta t}$ (pour la paroi inférieure) et $Q_{sup}^{t+\Delta t}$ (pour la paroi supérieure). Ils traduisent la part de flux généré par la dissipation mécanique et la part de flux de diffusion de la chaleur entre les éléments discrets aux parois, le tout ramené (par moyennage) à un élément discret (pour le traitement à une dimension de l'équation de la chaleur). Ces flux ne sont pas imposés, ils sont une conséquence du modèle. Ils dépendent notamment de la réponse du troisième corps (sur la génération de la chaleur) et de la température de surface des premiers corps (sur le flux de diffusion).

► Le flux généré $Q_{inf/sup}^{t+\Delta t}$ par l'ensemble des processus thermiques dans le troisième corps et vu par les parois granulaires (inférieure/supérieure) devient la condition limite du modèle continu des premiers corps.

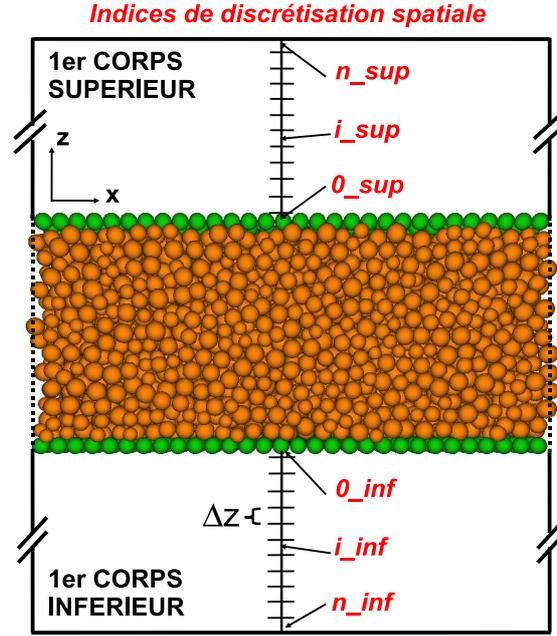


FIG. 5.4: Modélisation et discrétisation des premiers corps pour le modèle thermique.

On a ainsi :

$$T_0^{t+\Delta t} = \frac{Q_{inf/sup}^{t+\Delta t}}{k_{PC-TC}} + \bar{r}T_1^t \quad (5.27)$$

où :

$T_0^{t+\Delta t}$ correspond à la température de surface des premiers corps (supérieur ou inférieur suivant le cas traité) ;

$k_{PC-TC} = k_{PC}k_{TC}/(k_{PC} + k_{TC})$ représente la conductivité équivalente à l'interface troisième corps/premier corps.

Pour la seconde surface des premiers corps (opposée à l'interface de contact), il est possible de gérer la condition limite de deux manières (Fig. 5.5) :

- soit une température $T_{infinie}$ est imposée ;
- soit on suppose que les premiers corps sont adiabatiques ($Q_{ext} = 0$, aucun échange thermique avec le milieu extérieur au système) et on impose alors un gradient nul entre la température limite (indice n) et la température sous-jacente (indice $n - 1$), c'est-à-dire :

$$\frac{\partial T}{\partial z_n} = \frac{T_n^{t+\Delta t} - T_{n-1}^{t+\Delta t}}{\Delta z} = 0 \quad (5.28)$$

soit :

$$T_n^{t+\Delta t} = T_{n-1}^{t+\Delta t} \quad (5.29)$$

Si le domaine de modélisation des premiers corps est suffisamment grand (hypothèse des premiers corps semi-infinis), ce problème de condition limite loin du contact ne se pose pas car la température du point d'indice n n'est pas affectée par le frottement. Les effets thermiques à l'interface n'ont pas encore eu le temps de se diffuser dans tout le volume des premiers corps.

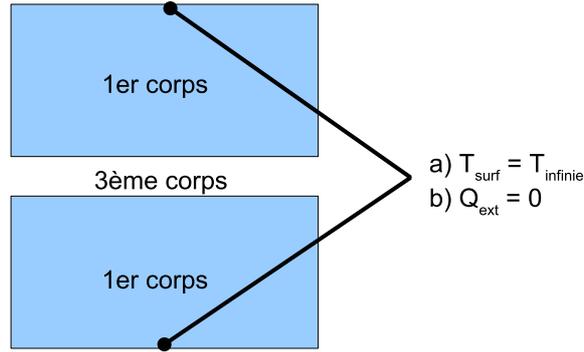


FIG. 5.5: Conditions limites appliquées à la surface des premiers corps opposée au contact. a) Une température est imposée à cette surface. b) Une condition adiabatique est maintenue.

L'écriture matricielle du système est alors :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} T_0^{t+\Delta t} \\ \vdots \\ T_i^{t+\Delta t} \\ \vdots \\ T_{n-1}^{t+\Delta t} \end{bmatrix}}_{\mathbf{T}^{t+\Delta t}} = \bar{M} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} Q_{inf/sup}^{t+\Delta t}/k_{PC-TC} \\ \vdots \\ T_i^t \\ \vdots \\ T_{n-1}^t \end{bmatrix}}_{\mathbf{T}^t} \quad (5.30)$$

avec \bar{M} la matrice de dimension $(n-1) \times (n-1)$ telle que :

$$\bar{M} = \begin{pmatrix} 1 & \bar{r} & 0 & \dots & \dots \\ \bar{r} & 1 - 2\bar{r} & \bar{r} & 0 & \dots \\ 0 & \bar{r} & 1 - 2\bar{r} & \bar{r} & 0 \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & \vdots & 0 & \bar{r} & 1 - \bar{r} \end{pmatrix} \quad (5.31)$$

5.1.5 Influence de la convection

Le processus de convection est un autre moyen par lequel la chaleur peut être évacuée du troisième corps. Deux types de convection peuvent apparaître lors du frottement :

- une convection “macroscopique” où la chaleur est évacuée hors du contact dans l’environnement ambiant ;
- une convection “locale” où la chaleur est évacuée dans le milieu interstitiel du domaine granulaire.

Le contact fermé traité ici limite l’influence du premier type de convection (échange avec l’environnement extérieur en contact avec le troisième corps). Le fait de considérer les premiers corps comme des volumes semi-infinis retire la condition limite en bout de premiers corps, loin du contact, où le phénomène de convection peut aussi avoir lieu.

L’influence de la convection locale inter-éléments dépend, de son côté, de la nature du milieu interstitiel. Si ce milieu est stagnant (en terme de fraction volumique) et si la conductivité thermique k_{int} de celui-ci est inférieure à la conductivité des éléments qui composent le milieu discret k_{mat} , il est possible d’ignorer l’influence de cette convection locale. D’un point de vue numérique, Batchelor et O’Brien [115] ont montré que cette hypothèse est valable si :

$$\frac{k_{mat}}{k_{int}} \frac{a_{ij}}{R} \gg 1 \quad (5.32)$$

Classiquement, le milieu interstitiel est de l’air. Pour des premiers et troisième corps de type acier, l’équation 5.32 devient (après adimensionnement) :

$$\frac{\bar{k}_{acier}}{\bar{k}_{air}} \frac{\bar{a}_{ij}}{R} \approx \frac{\bar{k}_{acier}}{\bar{k}_{air}} \frac{\sqrt{0.03R^2}}{R} \approx 2673 \times \frac{\sqrt{0.03 \times 1^2}}{1} \approx 463 \quad (5.33)$$

L’influence des phénomènes de convection est donc près de 463 fois plus faible que l’influence des phénomènes de conduction.

De plus, d’un point de vue physique, il est très compliqué de déterminer la fraction volumique du troisième corps cisailé afin de juger l’importance des phénomènes de convection locale. Cela dit, les forts gradients de cisaillement ainsi que les contraintes imposées par le mécanisme laissent à penser que le domaine est très dense. Il limite ainsi les “vides d’air” qui pourraient favoriser une convection locale importante.

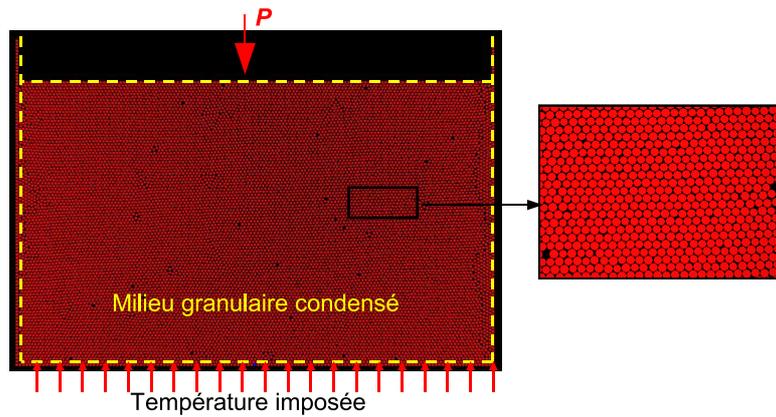


FIG. 5.7: Cage de compression du domaine granulaire. Sur la paroi supérieure, on applique une pression P normale. Sur la paroi inférieure, on impose une température.

Les figures 5.8 et 5.9 décrivent l'évolution au cours du temps du front thermique.

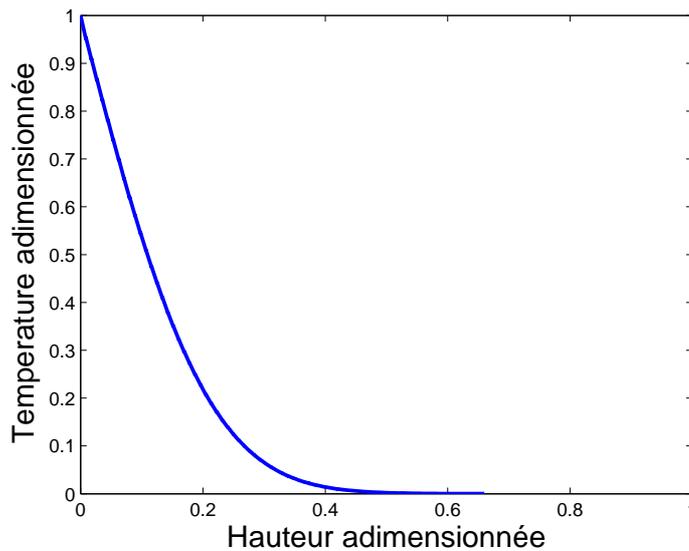


FIG. 5.8: Profil thermique selon la hauteur du domaine granulaire de la cage de compression.

Les résultats sont en accord à la fois avec la méthode numérique TPD de Vargas et McCarthy et avec les études menées expérimentalement sur le même type de domaine [82].

Plus intéressant est l'étude de la robustesse du modèle de diffusivité. Pour cela, deux simulations sur un même domaine (positions des éléments identiques) et dans les mêmes

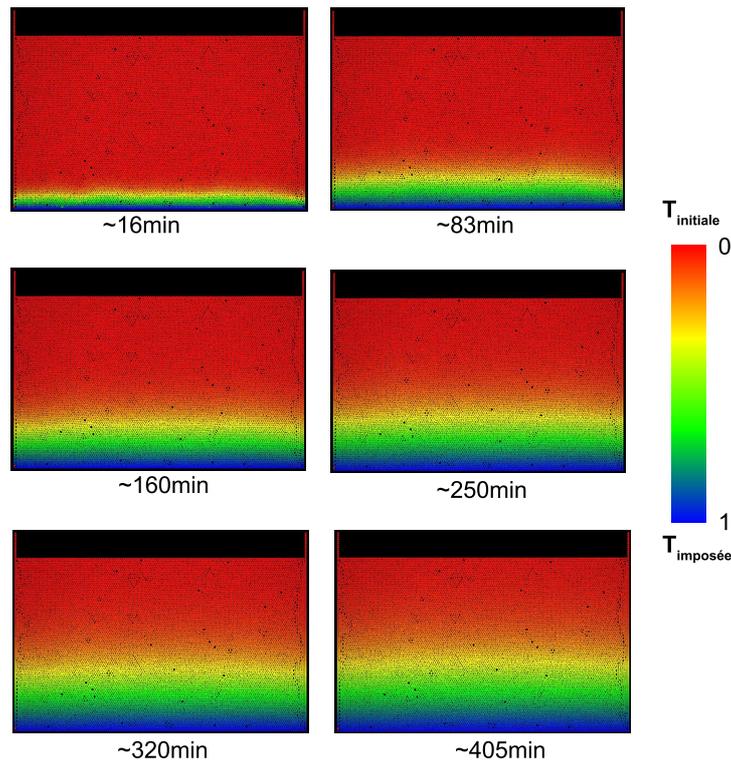


FIG. 5.9: Évolution au cours du temps du front de température dans le domaine granulaire. (Bleu : chaud, Rouge : froid).

conditions de fonctionnement (pression et température imposées) sont menées pour deux pas de discrétisation N différents (Fig. 5.10). Que ce soit pour $N = 10$ (valeur utilisée pour la modélisation du contact frottant) ou pour $N = 100$, les profils thermiques sont identiques. Cela garantit donc que le pas de temps utilisé pour le modèle valide les hypothèses faites au paragraphe 5.1.3.

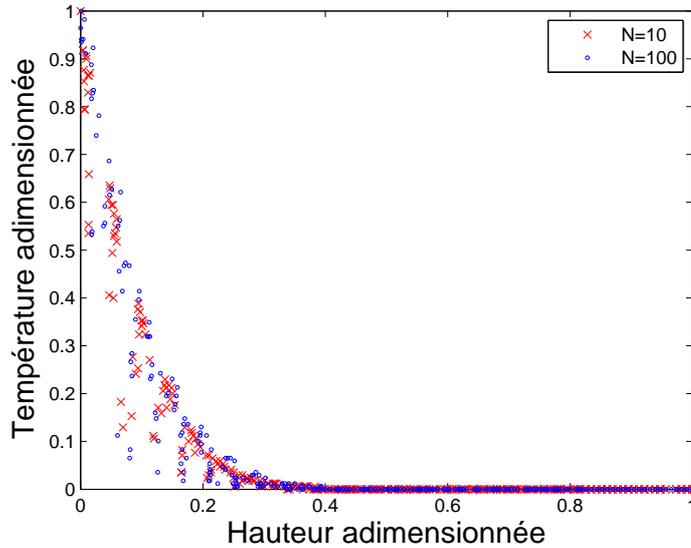


FIG. 5.10: Profil de température selon la hauteur du domaine granulaire de la cage de compression pour deux valeurs du pas de discrétisation N .

5.3.2 Validation par la méthode du signal bref ou “flash”

Introduction

La méthode flash [118–120] est une méthode dite “impulsionnelle” qui consiste à envoyer une impulsion de flux de chaleur de courte durée sur la face avant d’un échantillon plan (Fig. 5.11). On observe ensuite l’évolution temporelle de la température (ou “thermogramme”) à des point-clefs du domaine (face avant, face arrière, etc.).

Même si ce n’est pas le seul moyen, la méthode flash permet de mesurer la diffusivité thermique d’un échantillon, isotrope ou même multi-couches. A partir d’une impulsion de type Dirac, c’est-à-dire de durée supposée infiniment courte, et du suivi thermique d’un point unique de l’échantillon (face avant ou arrière pour des raisons pratiques), l’identification du thermogramme permet de remonter à cette propriété. Inversement, la validation d’un modèle thermique doit passer par la vérification de cette approche.

L’adimensionnement de l’échelle de temps et de la température permet d’obtenir une réponse théorique “unique et monotone” quels que soient le type de matériau, l’intensité du Dirac ou les dimensions de l’échantillon. La figure 5.12 décrit l’évolution de la température sur les faces avant ($z = 0$) et arrière ($z = e$) du domaine étudié. Pour la face avant,

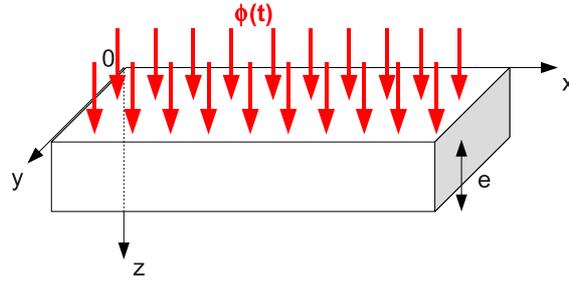


FIG. 5.11: Description du domaine pour la méthode flash. L'impulsion $\Phi(t)$ peut être de type Dirac, induisant une réponse du système unique et caractéristique de ses propriétés thermiques.

la décroissance est exponentielle. Pour la face arrière, la croissance est de type logarithmique avec un temps de réponse correspondant au temps de diffusion de la chaleur dans l'épaisseur du matériau. La stabilisation aboutit ensuite à une égalité des températures dans l'échantillon ($\lim_{t \rightarrow \infty} T(z, t)/T_{lim} = 1$).

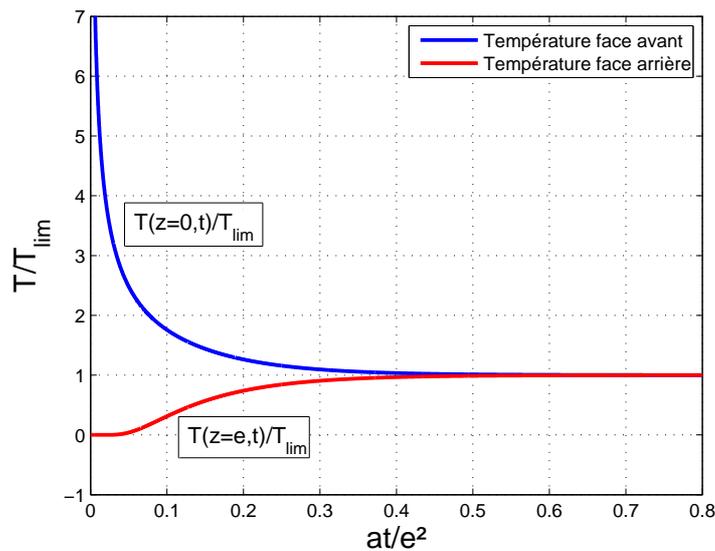


FIG. 5.12: Réponses en température sur la face avant ($z = 0$) et arrière ($z = e$) d'un mur d'épaisseur e et de diffusivité α_{diff} , à une impulsion flash sur la face avant.

Sur le domaine continu (premiers corps)

Si l'on trace la réponse thermique de la face avant en coordonnées logarithmiques ($\ln(T)$ en fonction de $\ln(t)$), il est possible de dégager des comportements asymptotiques qui vont caractériser la diffusivité globale du matériau :

- aux temps courts, une asymptote qui décroît en $-1/2$;
 - aux temps longs, une asymptote horizontale qui traduit un signal stationnaire.
- L'intersection de ces deux asymptotes permet alors de définir un temps caractéristique théorique t_{car}^{th} tel que :

$$t_{car}^{th} = \frac{e^2}{\alpha_{diff}\sqrt{\pi}} \tag{5.34}$$

Il est alors possible de remonter à la diffusivité des matériaux étudiés ou de valider les hypothèses de diffusion de la chaleur dans le système.

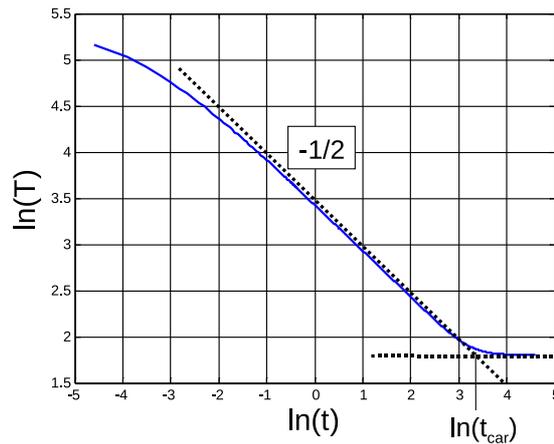


FIG. 5.13: Réponse au flash en face avant en température et temps logarithmiques et définition du temps caractéristique t_{car} pour le domaine continu.

La figure 5.13 correspond à la réponse en température de la face avant d'un premier corps du modèle soumis à une impulsion Dirac (on peut alors déterminer le temps caractéristique numérique t_{car}^{num}). La première asymptote décroît bien en $-1/2$ et les temps caractéristiques t_{car}^{th} et t_{car}^{num} se retrouvent à partir de l'équation 5.34, des paramètres du milieu granulaire (épaisseur $e = 0.1m$, diffusivité $\alpha_{diff} = 2 \times 10^{-4}m^2.s^{-1}$) et de la lecture graphique :

$$t_{car}^{th} = \frac{e^2}{\alpha_{diff}\sqrt{\pi}} = 28.2 \quad (5.35)$$

$$t_{car}^{num} \approx 28.5$$

A l'incertitude près due à la lecture graphique sur l'échelle logarithmique, les temps caractéristiques théorique et numérique correspondent. Dans les premiers corps, la modélisation par différences finies est donc validée thermiquement.

Sur le domaine granulaire (troisième corps)

On applique ici un Dirac sur la paroi supérieure du domaine granulaire cisailé. La validation par la méthode flash ne peut passer que par l'exploitation de la première asymptote (qui décroît en $-1/2$). En effet, l'intersection avec la seconde asymptote va permettre de déterminer un temps caractéristique t_{car} qui représente la réponse du domaine granulaire (que l'on ne peut connaître *a priori* car les propriétés thermiques du domaine discret dans son ensemble ne sont pas connues). En revanche, il est alors possible de remonter à la diffusivité globale du domaine discret α_{diff} à partir de la lecture graphique de la figure 5.14 par :

$$\alpha_{diff} = \frac{e^2}{t_{car}\sqrt{\pi}} \quad (5.36)$$

Cela implique alors que α_{diff} est une donnée de sortie et non d'entrée comme dans le modèle continu. Cette dernière ne dépend pas que des propriétés matériau du troisième corps mais aussi de la structure de celui-ci (continue, discrète, etc.). Si la décroissance en $-1/2$ est bien respectée, la figure 5.14 montre aussi que la diffusivité du milieu granulaire est très inférieure à celle du milieu continu pour un même matériau. Si cette diffusivité globale dépend fortement des contraintes appliquées sur le domaine [121], ces résultats sont tout de même en accord avec la littérature [122]².

²et aussi avec les travaux actuellement menés au laboratoire LaMCoS sur l'influence du chargement mécanique sur la diffusivité des milieux granulaires.

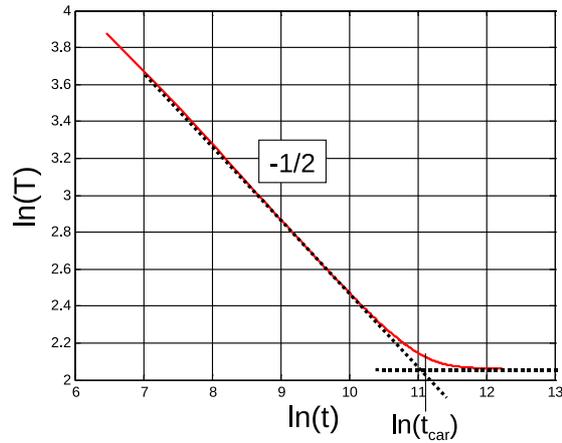


FIG. 5.14: Réponse au flash en face avant en coordonnées logarithmiques et définition du temps caractéristique t_{car} pour le domaine granulaire.

5.4 Conclusion

La mise en place de l’algorithme thermique “sur” le modèle mécanique nécessite un certain nombre d’hypothèses qui doivent être justifiées physiquement (influence de la convection, etc.) mais aussi numériquement (échelles de temps, réponse thermique, etc.).

Ce chapitre a permis de valider l’outil numérique à partir de théories existantes à la fois analytiques et expérimentales. A partir de cela, il est possible d’étudier – dynamiquement parlant – la réponse thermique du contact sec en présence de troisième corps soumis à des sollicitations de type cisaillement et ainsi de pouvoir coupler la mécanique et la thermique à une échelle d’étude cette fois-ci locale.

Chapitre 6

Étude de la réponse thermique

Cette partie traite de la thermique du contact frottant sec. En fonction des propriétés locales du troisième corps, les différents profils d'accommodation des vitesses entraînent des variations au niveau des sites de génération de la chaleur ainsi que sur sa diffusion dans le contact. Si dans un premier temps l'étude est menée sur des premiers corps qui possèdent les mêmes propriétés thermiques, une seconde partie étudiera aussi l'influence d'un système "asymétrique" et les conséquences que cela peut avoir sur l'exploitation des mesures thermiques et sur la notion de coefficient de partage.

Sommaire

6.1	Introduction & conditions de cisaillement	127
6.2	Étude des échelles de temps	127
6.3	Mesures des flux échangés avec les premiers corps	129
6.3.1	Méthodologie	129
6.3.2	Exploitation	130
6.3.3	Redéfinition de la notion de coefficient de partage	132
6.3.4	Conclusion	134
6.4	Profils de température dans l'épaisseur du contact	136
6.4.1	Le régime fluide	136
6.4.2	Le régime semi-fluide	137
6.4.3	Le régime élasto-plastique	138
6.4.4	Le régime élastique	139
6.4.5	Carte de diffusivité dans le troisième corps	140
6.4.6	Conclusions	142
6.5	Influence des propriétés des premiers corps	142
6.6	Conclusion	144

6.1 Introduction & conditions de cisaillement

Tout comme pour l'étude du comportement mécanique du système du chapitre 3, les paramètres pression P_N et vitesse de glissement V_P restent constant. Seul l'influence de la cohésion γ_{TC} est mise en avant.

Dans un premier temps, les premiers corps sont de même nature que le troisième corps (de type acier) avec des propriétés équivalentes (densité ρ , conductivité thermique k , capacité thermique c_p et donc diffusivité $\alpha_{PC/TC}$) regroupées dans le tableau 6.1. L'étude de ce contact dit "symétrique" permettra alors de souligner les différentes réponses thermiques du système en fonction du régime d'accommodation des vitesses (qui dépend de la cohésion inter-éléments).

Dans un second temps, le contact sera volontairement dissymétrique avec un premier corps aux propriétés différentes de l'autre. Cette configuration permettra de mettre en avant le rôle des premiers corps sur l'évacuation de la chaleur dans les volumes.

Propriétés	Aux dimensions	Adimensionnée
Densité $\rho - \bar{\rho}$	7800 $kg.m^{-3}$	0.238
Conductivité thermique $k - \bar{k}$	80.2 $W.m^{-1}.K^{-1}$	6.4×10^{-6}
Capacité thermique $c_p - \bar{c}_p$	400 $J.kg^{-1}.K^{-1}$	8.4×10^{-3}
Diffusivité thermique $\alpha^d - \bar{\alpha}^d$	$2.57 \times 10^{-5} m^2.s^{-1}$	3.2×10^{-3}

TAB. 6.1: Propriétés matériaux aux dimensions et sans dimensions des premiers et troisième corps pour le contact dit "symétrique".

Il est aussi important de noter que ce travail vise à comprendre les processus thermiques locaux lors du frottement sec. L'objectif n'est pas de déterminer "sur le long terme" une valeur de température de surfaces. Le but premier est de s'intéresser à la naissance de cette thermique, d'en souligner les "causes et les conséquences" dynamiques qui aboutissent encore aujourd'hui à des discordances entre les modèles classiques thermiques et l'expérience sur banc d'essai.

6.2 Étude des échelles de temps

L'étude du rapport $\bar{R}_{d/c} = \bar{T}_{th}/\bar{T}_c$ entre le temps de diffusion thermique et le temps de contact entre éléments permet de comprendre toute l'importance des différentes échelles de temps présentes dans le modèle. Ce rapport est égal à :

$$\bar{R}_{d/c} = \frac{\bar{T}_{th}}{\bar{T}_c} = \frac{\bar{V}}{\bar{\alpha}_i^d} \quad (6.1)$$

Dans le cas du cisaillement, on suppose que la vitesse sans dimensions \bar{V} des éléments ne dépasse pas la vitesse \bar{V}_P imposée à la paroi inférieure. On a alors :

$$\bar{R}_{d/c} = \frac{\bar{V}_P}{\bar{\alpha}_i^d} \quad (6.2)$$

L'étude de $\bar{R}_{d/c}$ se ramène donc à l'étude du rapport entre la vitesse de cisaillement \bar{V}_P et la diffusivité thermique équivalente du troisième corps $\bar{\alpha}_i^d$.

La figure 6.1 décrit l'influence du rapport $\bar{R}_{d/c}$ sur les températures de surface des premiers corps (supérieur et inférieur) dans le cas d'un régime élasto-plastique.

Lorsque $\bar{R}_{d/c}$ est proche de 1, le matériau est très diffusif (fort coefficient de diffusivité). L'élévation de température dans le contact est alors quasiment nulle. La chaleur est instantanément évacuée aux parois dans les premiers corps semi-infinis. Lorsque $\bar{R}_{d/c}$ est supérieur à 100 (le matériau est alors dit "isolant"), l'élévation de température des surfaces est très fortes (courbe $\bar{R}_{d/c} = 1000$). La chaleur générée par le frottement reste piégée dans le contact et sa diffusion dans les premiers corps est très lente. La différence de température entre les parois supérieure et inférieure est due au type de régime de cisaillement du troisième corps. Cela sera développé plus longuement dans le paragraphe 6.4. Enfin, lorsque $\bar{R}_{d/c} \in [10, 100]$ (matériau "intermédiaire" de type acier ou cuivre), le compromis entre la génération locale de chaleur et sa diffusion dans le contact et les premiers corps aboutit à un régime thermique "stabilisé". Les températures de surface augmentent de manière constante avec le temps (courbe $\bar{R}_{d/c} = 20$).

Cette première étude thermique permet donc de mettre en avant les conséquences des propriétés matériaux sur la thermique du contact, uniquement à partir de la comparaison entre échelles de temps thermique et de contact. Si l'on veut comprendre l'ensemble des phénomènes thermiques qui ont lieu lors du frottement, il est préférable de travailler sur des matériaux qui n'ont pas une forte diffusivité (i.e. pour des valeurs de $\bar{R}_{d/c}$ inférieures à 100). Cela permet de mieux repérer la dynamique thermique du contact sans qu'elle soit "lissée" trop rapidement par la diffusion de la chaleur.

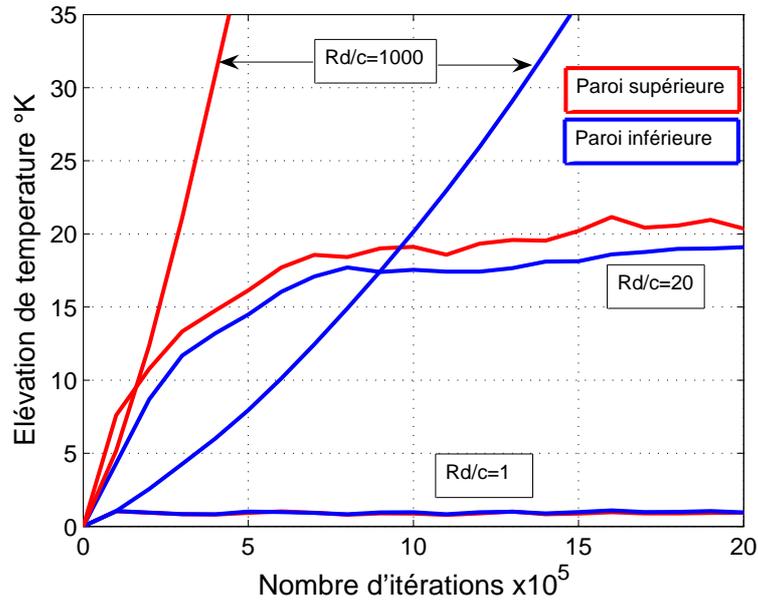


FIG. 6.1: Évolution des températures de surface pour le régime élasto-plastique pour différentes valeurs de \bar{R}_d/c . Ce paramètre traduit la nature plus ou moins diffusive du matériau.

6.3 Mesures des flux échangés avec les premiers corps

6.3.1 Méthodologie

La mesure des flux de chaleur est pratiquée de manière classique d'un point de vue expérimental à l'aide de capteurs de flux. En général, le capteur de chaleur n'est autre que deux thermocouples en série. La différence de température entre les deux thermocouples permet de remonter ensuite au flux de chaleur qui traverse le capteur.

D'un point de vue numérique, le flux de chaleur qui traverse les parois est mesuré lors de la détermination des forces d'interaction. À chaque itération, on mesure les flux dus à la génération de chaleur Q_{gene} et dus à la diffusion de la chaleur Q_{diff} au niveau des éléments qui composent les parois.

Cette mesure permet notamment de déterminer si le mécanisme entre dans un régime stabilisé d'un point de vue mécanique (par rapport à la chaleur générée) et thermique (par rapport à la chaleur diffusée) dans le cas de premiers corps semi-infinis.

6.3.2 Exploitation

La figure 6.2 décrit l'évolution du flux de chaleur qui traverse les parois supérieure et inférieure en fonction du temps (en nombre d'itérations) et cela pour les quatre régimes d'accommodation principaux. En parallèle, la figure 6.3 met en avant l'évolution du rapport Q_{inf}/Q_{sup} pour ces mêmes régimes d'accommodation. Ce rapport souligne la capacité des premiers corps à "attirer" ou non le flux de chaleur généré à l'interface en fonction des conditions de fonctionnement.

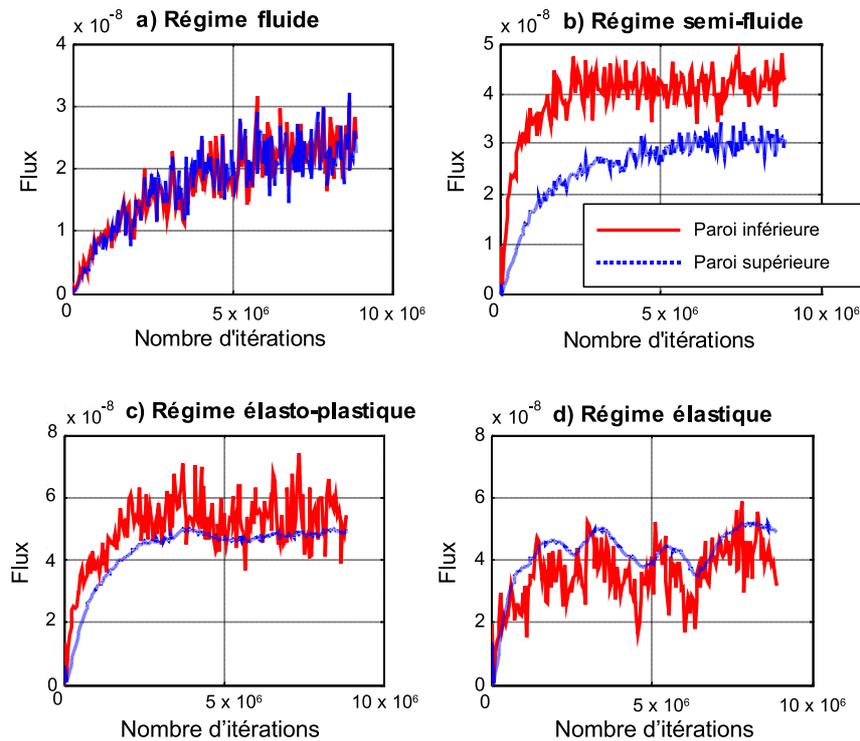


FIG. 6.2: Évolution au cours du temps de simulation des flux (adimensionnés) qui traversent les parois supérieure et inférieure pour les quatre régimes d'accommodation des vitesses.

Le régime fluide (Fig. 6.2.a) montre que les flux de chaleur qui pénètrent les deux premiers corps sont égaux tout au long du cycle de frottement. Le rapport Q_{inf}/Q_{sup} fluctue autour de 1 (Fig. 6.3.a). La dissipation de puissance à l'origine de la génération de la chaleur est uniforme dans l'épaisseur car le taux de cisaillement est constant dans le troisième corps. Le contact est parfaitement symétrique, aussi bien mécaniquement (taux de cisaillement) que thermiquement (échange de flux avec les premiers corps).

Le régime semi-fluide fait apparaître une différence nette de flux pénétrant le corps supérieur et inférieur (Fig. 6.2.b). Le rapport Q_{inf}/Q_{sup} se stabilise autour de 1.4 (Fig. 6.3.b). La localisation de la source de chaleur proche de la paroi inférieure en mouvement favorise l'évacuation de la chaleur dans le corps le plus proche. On remarque aussi que la stabilisation "énergétique" pour le corps supérieur est plus longue que pour le corps inférieur (environ 5 millions d'itérations pour 2 millions pour le corps inférieur). Cette différence peut s'expliquer de deux façons. Premièrement, la source principale de chaleur est localisée proche de la paroi en mouvement. Il existe donc un temps de diffusion de la chaleur pour traverser le troisième corps et atteindre le premier corps supérieur. De plus, les déformations plastiques sont dans un premier temps localisées dans la partie inférieure du troisième corps. Par la suite, ces déformations s'étendent à l'ensemble du volume augmentant par la même occasion le poids de la génération de chaleur dans la partie supérieure du troisième corps.

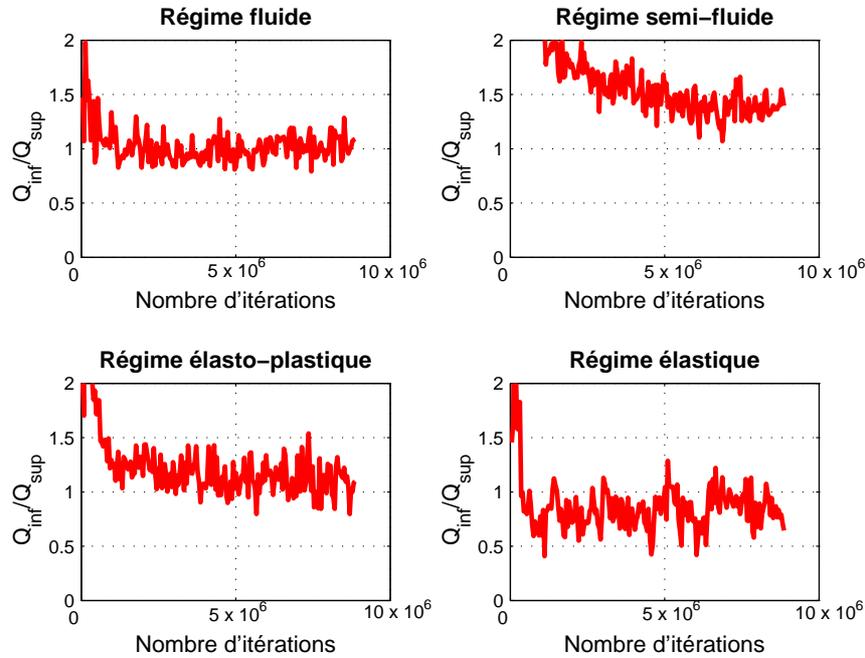


FIG. 6.3: Évolution au cours du temps de simulation du rapport entre le flux traversant la paroi inférieure Q_{inf} et le flux traversant la paroi supérieure Q_{sup} pour les quatre régimes d'accommodation des vitesses.

Les régimes élasto-plastique et élastique ne confirment pas la tendance évoquée par le cas du régime semi-fluide (Fig. 6.2.c & d). La localisation encore plus nette de la source de chaleur près de la paroi en mouvement ne fait pas augmenter le rapport Q_{inf}/Q_{sup} . Au

contraire, il tend à diminuer (Fig. 6.3.c) et passe en dessous de 1 dans le cas élastique (Fig. 6.3.d). Cela amène à se demander si l'étude exclusive des propriétés locales du troisième corps (sa cohésion) est suffisante dans la compréhension des phénomènes thermiques.

6.3.3 Redéfinition de la notion de coefficient de partage

En thermique, les coefficients de partage X_i sont des paramètres globaux qui permettent, à partir d'une quantité de chaleur donnée, de transférer celle-ci dans les premiers corps en contact selon un ratio particulier. Ce ratio dépend notamment de la nature des matériaux en contact. Ainsi, pour deux matériaux A et B identiques, les coefficients de partage X_A et X_B sont classiquement égaux.

Lorsque l'approche du contact devient locale, dans les conditions où un premier corps frotte sur un second corps fixe, on constate que l'influence de la cohésion locale perturbe la carte de génération de chaleur créant une localisation proche de la paroi en mouvement. Quelles en sont alors les conséquences sur les coefficients de partage ?

Il est donc intéressant d'étudier le rapport qui peut exister entre la puissance totale mise en jeu par le contact glissant ($Q = \mu F_N V_P$) et la part de cette puissance qui est transmise dans les premiers corps (Tab. 6.2) soit étudier le ratio ξ :

$$\xi = \frac{|\mu F_N V_P - (Q_{sup} + Q_{inf})|}{\mu F_N V_P} \quad (6.3)$$

Le tableau 6.2 regroupe les résultats pour les quatre régimes d'accommodation des vitesses lorsque la stabilisation des flux a été atteinte.

Type de régime	Ratio ξ
Fluide	36%
Semi-fluide	40%
Elasto-plastique	40%
Elastique	35%

TAB. 6.2: Mise en évidence de la quantité de puissance diffusée dans les premiers corps en fonction des différents régimes d'accommodation et de l'étude du ratio ξ .

Cette étude montre que la puissance mise en jeu par le frottement dans le contact est diffusée dans les premiers corps à hauteur de 60% environ, quel que soit le régime d'accommodation. Entre 35 et 40% de cette chaleur générée reste piégée dans le troisième corps et participe à son échauffement propre (il s'agit en fait d'un troisième coefficient de

partage pour les modèles de type Blok-Jaeger et d'un quatrième pour les modèles de type Olesiak).

Cela souligne aussi le fait que les coefficients de partage dépendent - tout comme le coefficient de frottement - des propriétés locales du troisième corps. Pour un même coefficient de frottement global mesuré, il est possible de se trouver soit dans le régime de type semi-fluide, soit dans le régime de type élasto-plastique (Fig. 3.12 pour $\mu = 0.35$ par exemple). Le ratio Q_{inf}/Q_{sup} qui équivaut au ratio des coefficients de partage X_1/X_2 n'est alors plus le même et surtout n'est pas égal à 1 même si les matériaux en contact sont identiques (sauf dans le cas du régime fluide).

► *Les coefficients de partage se comportent comme le coefficient de frottement macroscopique. Ils dépendent très fortement des propriétés locales du troisième corps et non pas uniquement des propriétés globales des premiers corps. Deux matériaux frottant identiques peuvent aboutir à des coefficients de partage différents (régime semi-fluide, élasto-plastique ou élastique). De même, pour un coefficient de frottement global donné et pouvant correspondre à deux régimes d'accommodation différents, les coefficients de partage ne seront pas égaux non plus.*

Le cas du régime fluide se rapproche le plus des théories de type Blok (où les coefficients de partage sont uniquement fonction de la nature des matériaux). A cela près qu'une partie de la puissance mise en jeu lors du frottement est conservée dans le troisième corps (environ 35% pour le cas de l'acier) et qu'elle participe à sa thermique propre. On peut espérer d'autres proportions de chaleur conservée dans le troisième corps en fonction de sa nature. Une étude a été notamment menée avec des premiers corps en acier et un troisième corps de type Carbone (trois fois plus diffusif que l'acier). Elle montre que seulement 10% environ de la chaleur reste piégée dans le contact dans ce cas (soit environ trois fois moins que pour le troisième corps de type acier).

Il est donc nécessaire, si l'on veut passer à une étude plus globale, d'intégrer un nouveau coefficient de partage X_4 qui n'évacue pas la chaleur hors du contact (comme dans les modèles de type Olesiak) mais qui la conserve dans le contact (Fig. 6.4).

Si les coefficients de partage X_1 et X_2 (qui répartissent la chaleur dans les premiers corps) dépendent fortement des propriétés locales en cohésion du troisième corps, il semble que le coefficient de partage X_4 (qui maintient la chaleur dans le troisième corps) soit peu influencé par ce paramètre. Il est tout à fait possible de supposer que ce dernier dépende plus fortement des propriétés thermiques du troisième corps, à savoir sa capacité à emmagasiner ou non la chaleur (le produit $\rho.c_p$ en quelque sorte).

En ce qui concerne le coefficient de partage X_3 (évacuation de la chaleur par éjection du troisième corps), le recoupement des travaux menés par Fillot [49] et par ce travail de thèse peuvent suggérer que X_3 dépend à la fois des propriétés cohésives du troisième corps (l'évacuation des particules hors du contact dépend du caractère pulvérulent ou non

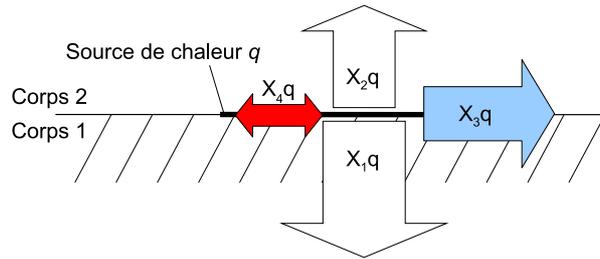


FIG. 6.4: Approche globale du contact si l'on veut considérer le troisième corps. En plus du coefficient X_3 dit "d'usure" (modèle d'Olesiak), il faut prendre en compte un quatrième coefficient X_4 propre au troisième corps qui reste piégé dans le contact.

du troisième corps) et de ses propriétés thermiques (la quantité de chaleur emmagasinée qui sera évacuée).

Des études plus approfondies sur des couples matériaux différents devront être menées afin de pouvoir établir des lois de partage plus fines et fonction à la fois des premiers corps et de la rhéologie du troisième corps.

6.3.4 Conclusion

Au travers de cette première étude, on peut voir que le modèle thermique par éléments discrets peut permettre de mieux comprendre un certain nombre de phénomènes locaux. Les coefficients de partage "classiques" X_1 et X_2 , qui répartissent la chaleur générée par frottement dans les premiers corps, doivent notamment être considérés avec plus de précautions car les propriétés du troisième corps jouent un rôle fondamental dans leur caractérisation.

De plus, on a pu montrer (par cette étude locale) que la totalité de la chaleur générée n'était pas évacuée dans les premiers corps ($X_1 + X_2 \neq 1$, même en contact fermé). Si l'on doit modéliser le contact par des modèles plus globaux, il faut alors prendre en compte un coefficient de partage supplémentaire X_4 qui représente la part de chaleur conservée dans le contact par le troisième corps.

Cette démarche permet notamment de mettre en place des modèles globaux plus réalistes. L'apparition de ce coefficient de partage lié au troisième corps piégé (ou en transit), associé aux autres coefficients de partage, permet de généraliser et de dresser, sur le principe du circuit tribologique "mécanique" de Berthier [11], un circuit tribologique que l'on peut appeler "énergétique" et qui traite de l'ensemble des flux de chaleur X_i dans un contact élémentaire de longueur dx (Fig. 6.5).

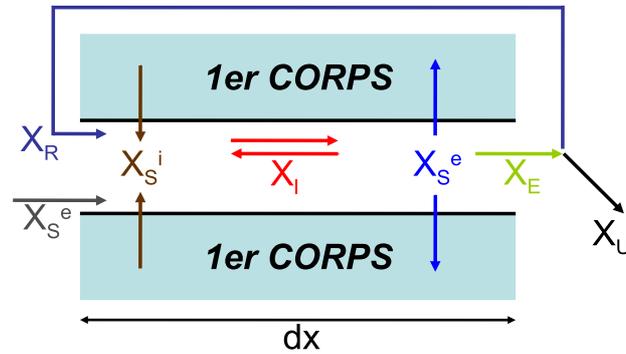


FIG. 6.5: Le circuit tribologique “énergétique” : ensemble des flux de chaleur qui peuvent participer à la vie du contact au cours du glissement.

Où les différents flux de chaleur sont :

- le flux source interne X_S^i , qui peut avoir lieu lorsque les premiers corps sont plus chauds que le troisième corps ;
- le flux source externe X_S^e , qui est lié à l’insertion dans le contact élémentaire d’un troisième corps artificiel ;
- le flux interne X_I (correspondant à X_4 dans notre étude), qui est issu de la dynamique locale du troisième corps piégé dans le contact (génération de chaleur par cisaillement et diffusion de cette dernière au sein du troisième corps-même) ;
- le flux d’éjection X_E , qui représente la part de flux qui quitte le contact élémentaire ;
- le flux de recirculation X_R , qui concerne la part de flux éjectée du contact élémentaire et qui est réintroduite dans le contact ;
- le flux d’usure X_U (ou X_3 dans notre étude), qui définit la part de flux qui quitte de manière irréversible le contact ;
- le flux source externe X_S^e (X_1 et X_2), qui représente le flux généré dans le troisième corps et évacué dans les premiers corps.

6.4 Profils de température dans l'épaisseur du contact

Les profils de température dans l'épaisseur du contact ont été obtenus par le couplage entre le modèle par éléments discrets (pour le troisième corps et les surfaces des premiers corps) et le modèle continu (pour les volumes des premiers corps). Les courbes sont données à un instant t correspondant à 10^7 d'itérations soit $1.4ms$. D'un point de vue thermique, le régime stabilisé n'est pas encore atteint (même si les processus de génération et de diffusion de la chaleur le sont). Le fait de travailler avec des premiers corps semi-infinis selon la direction z veut dire qu'il n'y aura jamais stabilisation thermique (au sens où les températures de surface resteront constantes). Même pour un temps infini, la température ne cessera de croître dans les premiers corps. Cependant, d'un point de vue mécanique, en supposant que la thermique n'influence pas les propriétés locales du troisième corps, le régime stabilisé est rapidement atteint (voir Fig. 6.2 notamment).

Les résultats sont présentés aux figures 6.6, 6.7, 6.8 et 6.9. Les courbes se divisent en trois parties qui représentent respectivement le profil de température dans le premier corps supérieur, le troisième corps et le premier corps inférieur à un instant donné (10^7 itérations). La figure de droite est un zoom de ces courbes centré sur le troisième corps afin de mieux apprécier le profil de température dans son épaisseur.

6.4.1 Le régime fluide

Le taux de cisaillement constant dans l'épaisseur du troisième corps entraîne (en plus de la symétrie du contact au niveau des propriétés thermiques des premiers corps) une symétrie dans le profil de température (Fig. 6.6). On observe donc logiquement une égalité des températures de surface des premiers corps et la température maximale se situe au sein du troisième corps, exactement en son milieu selon l'axe z .

Ce premier résultat met en avant la grande différence de température entre le maximum atteint dans le volume cisailé et les surfaces : plus de $100^\circ K$ dès les premiers instants du glissement. Sachant en plus que les thermocouples ne sont en général pas placés à l'extrême surface des premiers corps, on remarque donc déjà la grande difficulté – expérimentalement parlant – à pouvoir mesurer finement la dynamique thermique du contact.

L'étude thermique dans le cas du régime fluide est celle qui se rapproche le plus des modèles de type Blok (même si ce dernier ne permet pas de mettre en avant le pic de température au sein du troisième corps). La génération de chaleur se faisant uniformément dans l'épaisseur du troisième corps, il est tout à fait possible (à condition de travailler dans un contact fermé et stabilisé) de se ramener à une génération localisée qui se résume à $Q = \mu F_N V_P$. Il faut cependant comprendre que cette démarche oblige à négliger la thermique locale du troisième corps défini uniquement par le coefficient de frottement μ .

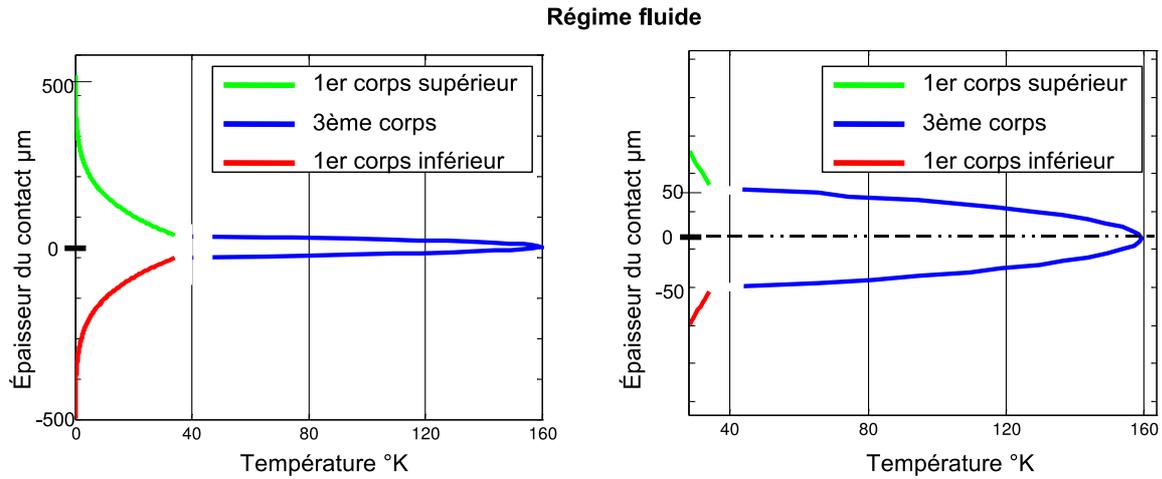


FIG. 6.6: Profils de température dans l'épaisseur du contact à un instant t donné correspondant à 10^7 itérations et pour le régime fluide. La figure de droite n'est autre qu'un zoom de la figure de gauche. Les températures de surface des premiers corps sont identiques et le maximum thermique se situe dans le troisième corps, en son milieu.

6.4.2 Le régime semi-fluide

Ce régime fait apparaître une dissymétrie thermique au sein du contact (Fig. 6.7). On observe une différence de température entre les surfaces des premiers corps, en accord avec les observations et prédictions avancées par Ryhming [5] et Kennedy [17]. Bien que les premiers corps possèdent les mêmes propriétés thermiques, la répartition de la chaleur ne se fait pas équitablement comme le laisserait penser les modèles de type Blok où le coefficient de partage X_1 serait égal à X_2 .

Le maximum de température est une nouvelle fois atteint dans l'épaisseur du troisième corps. Cependant, la localisation de la source de chaleur proche de la paroi inférieure (Fig. 4.6) décentre la position de ce pic thermique vers la paroi inférieure.

► On constate donc toute l'importance des propriétés locales du troisième corps (cohésion) sur la thermique du contact. Il est possible d'obtenir thermiquement une réponse asymétrique alors même que le système est symétrique. L'accommodation des vitesses particulière au régime semi-fluide localise la source principale de chaleur proche de la paroi en mouvement, favorisant le flux de chaleur à diffuser dans le corps inférieur.

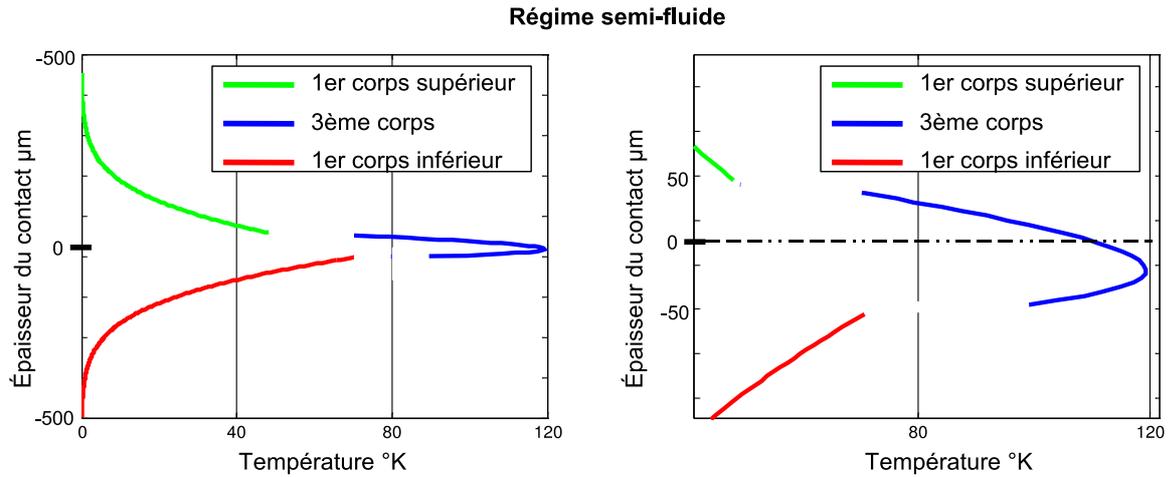


FIG. 6.7: Profils de température (figure de gauche et son zoom à droite) dans l'épaisseur du contact à un instant t donné correspondant à 10^7 itérations et pour le régime semi-fluide. On note une différence des températures de surface des premiers corps ainsi que la localisation du pic thermique proche de la paroi en mouvement.

6.4.3 Le régime élasto-plastique

Le régime élasto-plastique fait apparaître un phénomène particulier (Fig. 6.8). Bien que la température de la surface en mouvement soit supérieure à celle de la paroi fixe, la différence de température n'est plus que de $10^{\circ}K$ environ alors que la localisation de la source de chaleur est encore plus importante que dans le cas semi-fluide (Fig. 4.6). Il serait donc normal de penser que la différence de température soit encore plus marquée. La raison à cela provient du fait de l'influence du glissement à l'interface avec la paroi en mouvement. Dans le cas des deux premiers régimes d'accommodation, le glissement ne dépasse pas les 50%. Pour le régime élasto-plastique, il atteint 90% (Fig. 3.10). Ce glissement entraîne un temps de contact moindre entre le troisième corps et la paroi en mouvement, limitant par la même le processus de diffusion avec le premier corps inférieur. Il joue le rôle de résistance thermique, obligeant une partie de la chaleur générée proche de la paroi inférieure à "migrer" vers le corps supérieur. Ryhming [5] avait déjà noté l'influence du glissement à l'interface dans la compréhension des phénomènes thermiques en frottement sec, soulignant qu'il serait nécessaire de le prendre en compte dans les modèles thermiques.

► *En plus de considérer la rhéologie locale particulière du troisième corps, il est donc aussi fondamental d'intégrer dans l'étude thermique du frottement la notion de glissement à l'interface ainsi que la résistance thermique qu'il peut potentiellement représenter.*

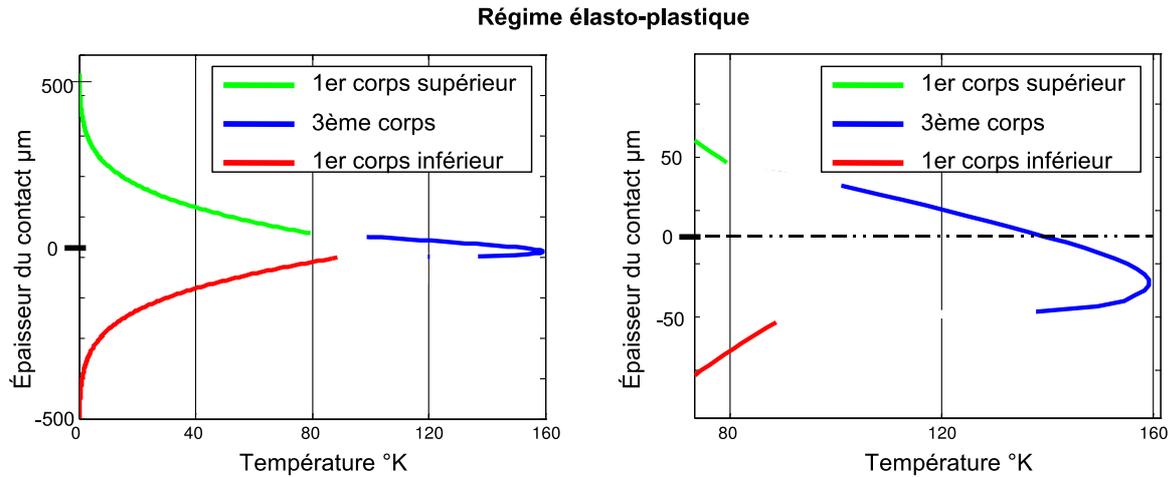


FIG. 6.8: Profils de température (figure de gauche et son zoom à droite) dans l'épaisseur du contact pour le régime élasto-plastique. La différence de température de surface des premiers corps est inférieure à celle observée pour le régime semi-fluide, en partie à cause du glissement à l'interface troisième corps - paroi inférieure.

6.4.4 Le régime élastique

Dans le cas du régime élastique, l'influence du glissement à l'interface est tellement importante (près de 100% de glissement) qu'on observe une inversion du corps ayant la température de surface maximale (Fig. 6.9).

► Dans le cas du régime élastique, la résistance thermique induite par le glissement à l'interface force une grande majorité de la chaleur générée (pourtant proche de la paroi inférieure) à migrer vers le corps supérieur fixe.

On note aussi le fort gradient thermique proche de la paroi inférieure. Cela traduit un saut de température à l'interface de contact troisième corps - premier corps, dû à la fois à la localisation de la source principale de chaleur et au fort glissement à l'interface qui amène une discontinuité de contact au cours du frottement.

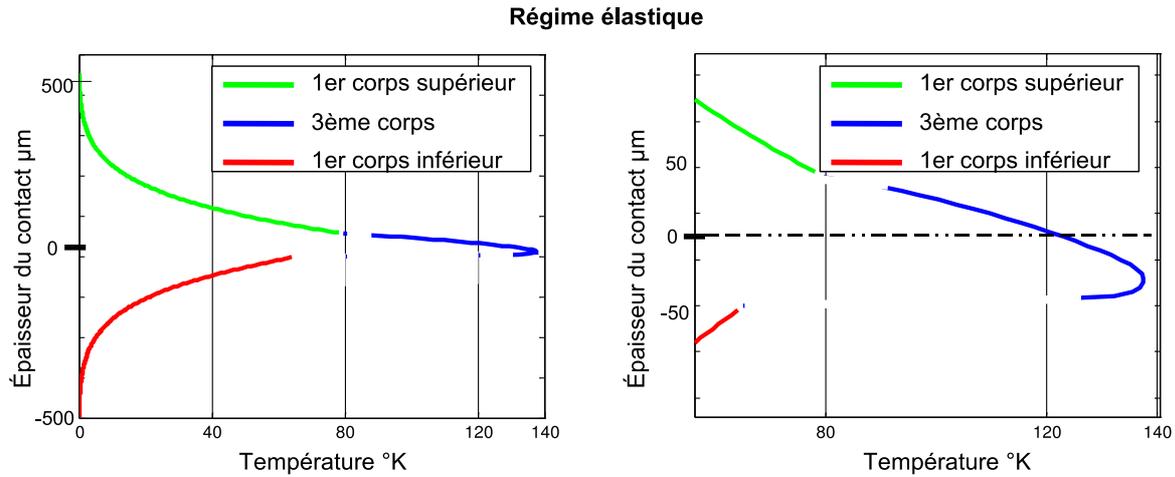


FIG. 6.9: Profils de température (figure de gauche et son zoom à droite) dans l'épaisseur du contact pour le régime élastique. L'influence nette du glissement à l'interface (près de 100%) force la chaleur à migrer vers le corps supérieur fixe. Ce dernier a alors une température de surface supérieure à celle du corps inférieur en mouvement.

6.4.5 Carte de diffusivité dans le troisième corps

Il existe une relation directe entre la diffusivité inter-éléments et leur interpénétration respective δ . Si chaque élément possède une diffusivité locale, la proportion de la chaleur à se diffuser d'un corps à l'autre est intrinsèquement liée à l'aire de contact a_{ij} (Eq. 5.2 & 5.3) et donc à l'interpénétration δ (Eq. 5.4).

Il est donc possible de dresser une carte de diffusivité du troisième corps selon son épaisseur à partir de la carte d'interpénétration δ projetée selon z (Fig. 6.10), le domaine étant semi-infini en x et y , n'autorisant donc qu'une étude selon l'axe z .

Le régime fluide, à cohésion nulle, a l'interpénétration la plus faible. Son comportement global (c'est-à-dire en considérant l'ensemble des éléments qui composent le troisième corps) est donc plus isolant que pour les autres régimes. La chaleur générée localement reste plus facilement dans le contact. Cela explique notamment le pic de $160^\circ K$ (Fig. 6.6) atteint dans le troisième corps alors que l'énergie mise en jeu est relativement faible (coefficient de frottement global μ inférieur à 0.2) comparée aux autres régimes à plus forte résistance au glissement. La température de surface des premiers corps est aussi plus faible car moins de chaleur est diffusée dans les volumes. De plus, cela confirme le temps de stabilisation plus long au niveau des flux de chaleur qui traversent les premiers corps (Fig. 6.2) : le milieu étant plus isolant, le transfert de la chaleur est fortement ralenti.

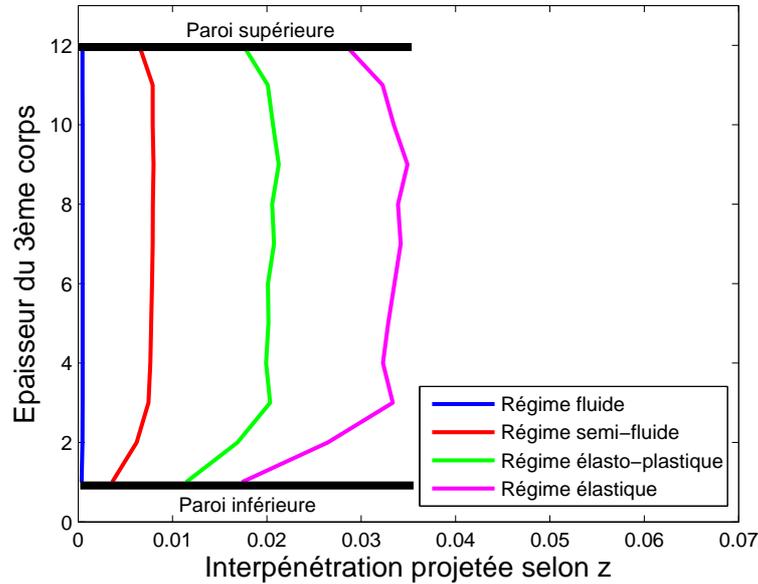


FIG. 6.10: Profils d'interpénétration δ_z (projection de l'interpénétration δ selon z) pour les quatre régimes d'accommodation des vitesses selon les 12 couches qui discrétisent l'épaisseur du troisième corps. La diffusivité du troisième corps selon z est directement reliée à δ_z .

Les régimes semi-fluide, élasto-plastique et élastique font apparaître une interpénétration δ_z plus importante et donc une diffusivité plus grande en raison de leur cohésion croissante qui lie plus facilement les éléments du domaine. Cette structure granulaire devient alors de plus en plus diffuse, facilitant l'augmentation des températures de surface des premiers corps par évacuation de la chaleur, et une diminution du maximum thermique (en proportion à l'énergie mise en jeu). On remarque cependant une chute de la diffusivité (de δ_z) pour les couches proches de la paroi inférieure en mouvement. Il est possible d'expliquer cela par le couplage de deux phénomènes : l'augmentation du glissement à l'interface et la forte perturbation impliquée par le fort cisaillement. Ces deux processus facilitent le détachement entre les éléments sur un volume fini, diminuant les temps et aires de contact entre éléments et jouant alors le rôle de résistance thermique à ajouter à l'effet du glissement initial à l'interface premier corps - troisième corps.

6.4.6 Conclusions

L'étude thermique fine du contact amène à considérer la présence d'un troisième corps "piégé" entre les premiers corps frottant. La rhéologie même de ce troisième corps, à l'origine à la fois de la génération principale de la chaleur (par déformation plastique lors de l'accommodation des vitesses) mais aussi de sa diffusion, permet de recouper les observations expérimentales. La présence d'un saut de température à la surface des premiers corps s'explique par le rôle central joué par le troisième corps.

La compétition entre la localisation de la chaleur près d'un des premiers corps et la résistance thermique induite par le glissement (à l'interface et dans une partie du volume de troisième corps) peut même amener à des phénomènes moins intuitifs : malgré une localisation proche du corps inférieur en mouvement, la chaleur peut se transmettre plus rapidement dans le corps supérieur fixe et ainsi entraîner une inversion des températures de surfaces maximales. Dans tous les cas, le pic thermique se situe au sein du volume du troisième corps et est très supérieur aux températures de surface classiquement obtenues par l'expérience. Cela est en accord avec les travaux exposés par Denape et Laraqi [7] qui utilisent différentes méthodes [123] pour obtenir des températures locales au sein du contact. Ces derniers ont permis de mettre en avant les fortes températures dans le contact-même et à l'origine de possibles transformations structurelles locales au niveau de la peau des premiers corps.

Le point-clef se situe au niveau du coefficient de frottement global. Les régimes semi-fluide et élastique étudiés ici possèdent le même coefficient de frottement μ . Pourtant, d'un point de vue thermique, les conséquences sont très différentes (inversion de la surface la plus chaude). Les modèles plus généraux traitant la thermique du contact à partir de l'équation classique $Q = \mu F_N V_P$ ne permettent pas de mettre en évidence ces différences fondamentales. Dans le cas où un même coefficient de frottement global peut correspondre à des régimes d'accommodation des vitesses différents, comment peut-on alors expliquer des températures de surface équivalentes (régime fluide), différentes (régime élasto-plastique) ou inversées (régimes semi-fluide / élastique)? Comment justifier la configuration dans laquelle le contact se situe uniquement à partir du coefficient de frottement global μ ?

6.5 Influence des propriétés des premiers corps

L'analyse précédente a montré qu'il était possible de créer une dissymétrie thermique à partir des propriétés locales du troisième corps. De la même manière, les premiers corps peuvent fortement participer à la complexité des phénomènes thermiques mis en jeu lors du frottement. Pour mettre cela en avant, une étude a été réalisée sur un contact "dissymétrique" (au niveau des propriétés des premiers corps) à partir de deux matériaux

différents. Le premier corps supérieur est de type cuivre alors que le premier corps inférieur reste de type acier. Les propriétés essentielles de ces matériaux sont regroupées dans le tableau 6.3. On suppose ici dans le même temps que le troisième corps possède les propriétés du matériau 1 (acier).

Propriétés	Matériau 1	Matériau 2
Densité ρ ($kg.m^{-3}$)	7800	8920
Conductivité k ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	80.2	401
Capacité thermique c_p ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	400	380

TAB. 6.3: *Propriétés des deux matériaux (acier pour 1 et cuivre pour 2) utilisés pour créer un contact aux propriétés asymétriques.*

Si les densités volumiques et capacités thermiques sont du même ordre de grandeur pour les deux matériaux, le cuivre possède une conductivité cinq fois supérieure à celle de l'acier.

Dans le cas d'une accommodation des vitesses de type fluide, on remarque que la dissymétrie du contact entraîne une différence de température de surface des premiers corps (Fig. 6.11.a). Le premier corps supérieur (cuivre) est cinq fois plus diffusif que le corps inférieur (acier). Il a donc tendance à "attirer" la chaleur dans son volume en facilitant sa diffusion. Si le pic thermique se situe toujours au centre du troisième corps, la température de surface du premier corps supérieur est plus grande que celle du corps inférieur (Fig. 6.11.b).

A configuration identique mais pour un régime de type semi-fluide (Fig. 6.12), la compétition entre la localisation de la source de chaleur (près de la paroi inférieure) et "l'attraction" impliquée par le corps supérieur (plus diffusif) aboutit à des températures de surfaces identiques. Il est donc possible, à partir d'un contact aux premiers corps de nature différente, d'obtenir une égalité des températures de surface. Cela est en forte contradiction avec les modèles de Blok-Jaeger qui fixent la valeur des coefficients de partage de la chaleur par rapport aux propriétés des premiers corps. Ces méthodes aboutissent dans tous les cas à une inégalité des températures de surface.

Ces résultats montrent que l'étude thermique du contact passe à la fois par la prise en compte des propriétés des premiers corps mais aussi du troisième corps. Sans cette double approche, l'explication des phénomènes thermiques est incomplète ou se fonde sur des hypothèses non conformes à la réalité des faits.

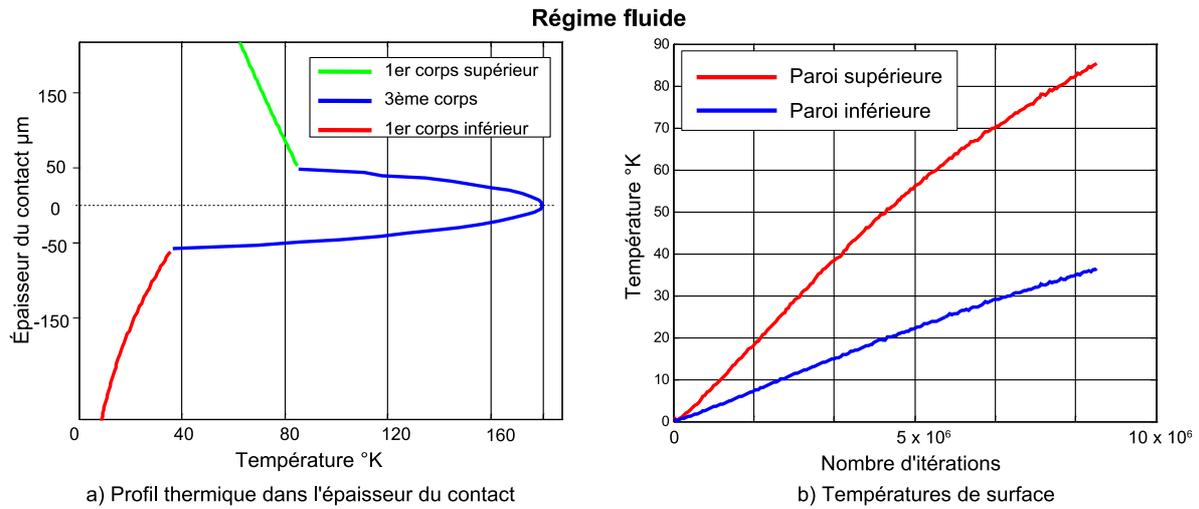


FIG. 6.11: Profil thermique et évolution des températures de surface des premiers corps (dans le temps) dans le contact dissymétrique (premier corps supérieur de type cuivre, premier corps inférieur de type acier) pour un régime de troisième corps fluide. On constate que le régime fluide aboutit à une dissymétrie au niveau des températures de surface.

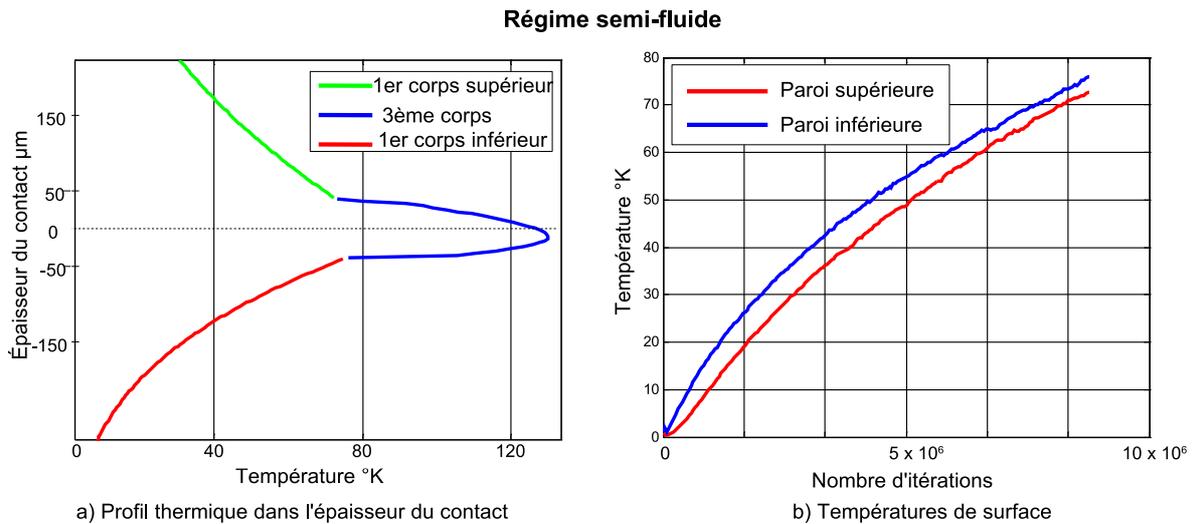


FIG. 6.12: Profil thermique et évolution des températures de surface des premiers corps (dans le temps) dans le contact dissymétrique pour un régime de troisième corps semi-fluide. La compétition entre localisation de la chaleur et diffusion de celle-ci aboutit à une égalité des températures de surface des premiers corps.

6.6 Conclusion

Au travers de l'analyse thermique du contact avec troisième corps solide, on rappelle toute l'importance des propriétés locales du troisième corps. La cohésion de ce dernier influe

notamment sur le type de profil d'accommodation des vitesses relatives (à l'origine de la localisation de la source de chaleur) mais aussi sur le glissement à l'interface (qui joue sur la diffusion de cette chaleur). S'il est possible de relier directement le coefficient de frottement global à la puissance dissipée dans le contact, il est aussi nécessaire de connaître la rhéologie particulière du troisième corps afin de comprendre comment la thermique est influencée.

Dans le cas d'un contact dit "symétrique", c'est le troisième corps lui-même qui influence la thermique, localisant ou non la source de chaleur principale près d'une des parois (celle en mouvement). Sa cohésion affecte aussi le glissement à l'interface aux parois. Lorsque le troisième corps est fortement cohésif, l'accommodation des vitesses relatives se fait de manière surfacique et non plus volumique. Un fort glissement au contact entre le troisième corps et la paroi en mouvement apparaît. Cela a pour conséquence de créer une forte résistance thermique, limitant la proportion de chaleur à se diffuser dans ce premier corps. Il est donc possible, pour un même coefficient de frottement global (souvent mesuré par l'expérience et imposé dans les modèles numériques globaux), d'obtenir des comportements thermiques radicalement différents (Fig. 6.13).

Dans le cas d'un contact dit "dissymétrique" (où les premiers corps sont de nature différente), l'influence des propriétés locales du troisième corps peut être contre-balançée par le caractère plus ou moins diffusif des volumes qui l'entourent. Le régime fluide peut, par exemple, entraîner une dissymétrie thermique (au niveau des températures de surface des premiers corps). Inversement, le régime semi-fluide, qui délocalise la source principale de chaleur dans le contact, peut aboutir à des températures de surface égales par un "rééquilibrage" des flux de chaleur. La compréhension de ces phénomènes passe obligatoirement par la modélisation locale du contact. Les mesures expérimentales ne permettent que de mesurer des températures "volumiques" dans les premiers corps (via l'utilisation de thermocouples noyés dans la masse des premiers corps) ou surfaciques (par mesures infrarouges mais seuls des matériaux transparents sont exploitables). Quelque soit le mode opérationnel, le manque d'informations locales, au sein du troisième corps, c'est-à-dire à la source de la génération de chaleur, occulte la compréhension générale des processus thermiques.

La modèle local par éléments discrets s'avère donc un outil-clef dans la modélisation et la compréhension des processus thermiques qui ont lieu lors du frottement.

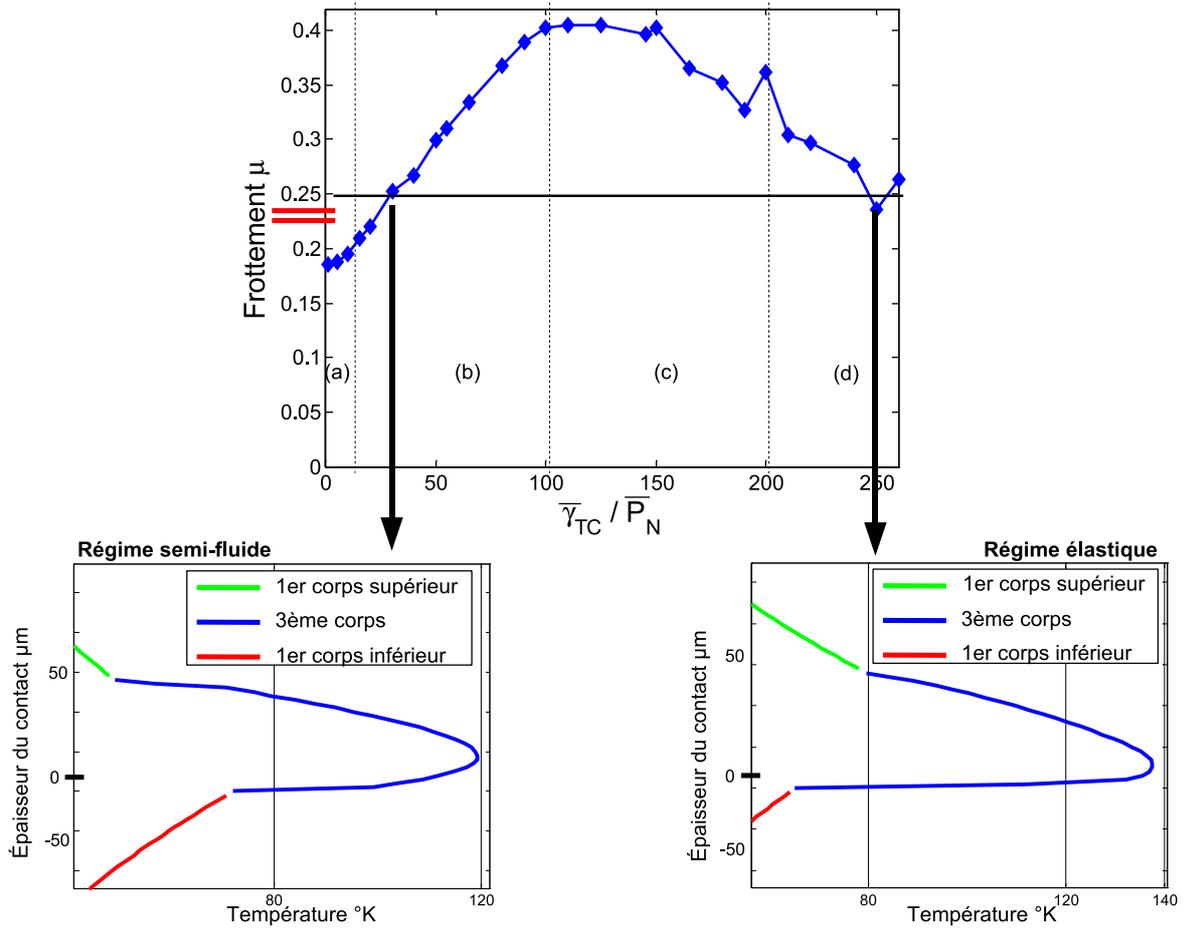


FIG. 6.13: Mise en avant de deux profils thermiques obtenus pour un même coefficient de frottement global ($\mu = 0.25$) et des premiers corps de même nature. La connaissance du régime d'accommodation des vitesses est nécessaire pour savoir dans quelle configuration thermique le contact se situe.

Chapitre 7

Explorations du modèle numérique

Ce dernier chapitre a pour but de mettre en application le modèle par éléments discrets développé dans ce manuscrit au travers d'une comparaison avec une expérience granulaire "type". De même, la modélisation de divers procédés de mise en forme des matériaux est réalisé afin d'évoquer un certain nombre de problèmes tribologiques concrets que cet outil semble adaptée à traiter.

Sommaire

7.1	Contexte	149
7.2	Essai expérimental	149
7.2.1	Introduction	149
7.2.2	Description du domaine étudié	150
7.2.3	Réponse mécanique du système	152
7.2.4	Étude des profils de température	153
7.2.5	Détermination des champs de diffusivité	156
7.2.6	Conclusions	164
7.3	Application au procédé de soudage par friction malaxage . .	166
7.3.1	Introduction	166
7.3.2	Description du procédé FSW	166
7.3.3	Les paramètre-clefs du FSW	168
7.3.4	Le modèle numérique	168
7.3.5	Résultats	169
7.3.6	Perspectives du FSW	171
7.4	Perspectives générales	172
7.4.1	Compréhension des transitions de frottement pour les matériaux composites carbone-carbone	172

7.4.2	Modélisation du contact outil-copeau	175
7.5	Conclusions	177

7.1 Contexte

Le modèle par éléments discrets apporte un complément fort à la compréhension des phénomènes mécaniques et thermiques qui ont lieu lors du frottement, là où les approches expérimentales atteignent leurs limites (de mesure, d'observation, de traitement, de fabrication). Cet outil peut donc mettre en avant un certain nombre de scénarios qui ont lieu à l'échelle microscopique dans le but d'optimiser les approches plus globales qui occultent les phénomènes locaux jouant un rôle central.

Il existe pour l'instant très peu de bancs expérimentaux qui peuvent amener à une validation du modèle et des phénomènes qui y sont décrits à l'échelle locale. Nous essayons cependant dans ce chapitre de traiter en parallèle un cas numérique et expérimental sur les processus de génération et de diffusion de la chaleur. Si l'échelle de modélisation (millimètre) est ici supérieure à celle utilisée pour la compréhension du frottement (micromètre), cette étude permet d'apporter un certain nombre d'indications concernant à la fois la validité du modèle numérique et les processus de diffusion de la chaleur en milieu granulaire.

Par la suite, ce chapitre s'étendra sur les différentes applications possibles pour le modèle par éléments discrets thermo-mécanique dans des domaines très variés notamment ceux des procédés de mise en forme des matériaux.

7.2 Essai expérimental

7.2.1 Introduction

Si le modèle par éléments discrets thermo-mécanique développé dans ce travail de thèse est un outil de compréhension fort du frottement dans les contacts secs en présence de troisième corps, il est aussi intéressant de pouvoir comparer ses résultats numériques avec des mesures expérimentales. Cette démarche est une étape fondamentale de l'exploitation et la validation d'un modèle numérique.

Le but est donc de trouver un essai expérimental "type" qui couple à la fois mécanique et thermique et qui peut faire l'objet de mesures (thermiques notamment) fiables qui seront mises en parallèle avec le modèle numérique.

Si des travaux en statique (Vargas et McCarthy [83]) ont été réalisés par le passé et avec succès, un pas supplémentaire consisterait à travailler dans un contexte qui fait intervenir localement les phénomènes de génération et de diffusion de la chaleur.

De plus, si la comparaison des profils de température dans le domaine granulaire apporte

une information-clef sur la validité du modèle, une étude des champs des diffusivités permettrait de comprendre plus finement la relation entre les sollicitations mécaniques et la réponse thermique du système quelle que soit la fenêtre temporelle de modélisation (temps court, temps long). D'un point de vue expérimental, il est possible de mesurer ces champs de diffusivité [124, 125] par un traitement des images obtenues par caméra infrarouge. L'application numérique aboutirait donc à une validation mutuelle des deux approches.

7.2.2 Description du domaine étudié

L'expérience se base sur un milieu granulaire composé de billes de verre. Leurs propriétés sont regroupées dans le tableau 7.1. Le domaine a pour dimensions $30\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ et trois couches de billes composent sa hauteur selon z (Fig. 7.1).

Matériau	Verre
Rayon moyen Φ	0.5 mm
Densité ρ	2500 kg.m^{-3}
Conductivité thermique k_{verre}	$1.15\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$
Capacité thermique $c_{p\text{-verre}}$	$720\text{ J.kg}^{-1}.K^{-1}$

TAB. 7.1: Propriétés mécaniques et thermiques des billes de verre.

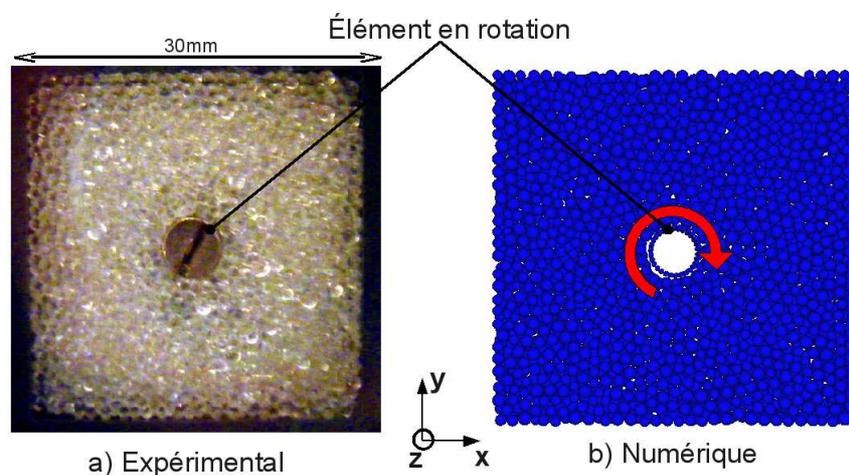


FIG. 7.1: Description du domaine granulaire : a) expérimental, b) numérique.

Sur le plan expérimental, un élément en rotation (diamètre 4 mm) est situé au centre du domaine. Un moteur électrique à vitesse variable piloté par un contrôleur électronique est

directement à ce dernier. Des plaques isolantes (de type polymère) permettent de confiner le milieu granulaire sur ses côtés. Au-dessus, une plaque de verre contraint le domaine par son poids propre. Au-dessous, un peltier permet de gérer la thermique initiale des billes, soit en chauffant l'ensemble du système, soit en le refroidissant à une température donnée (Fig. 7.2).

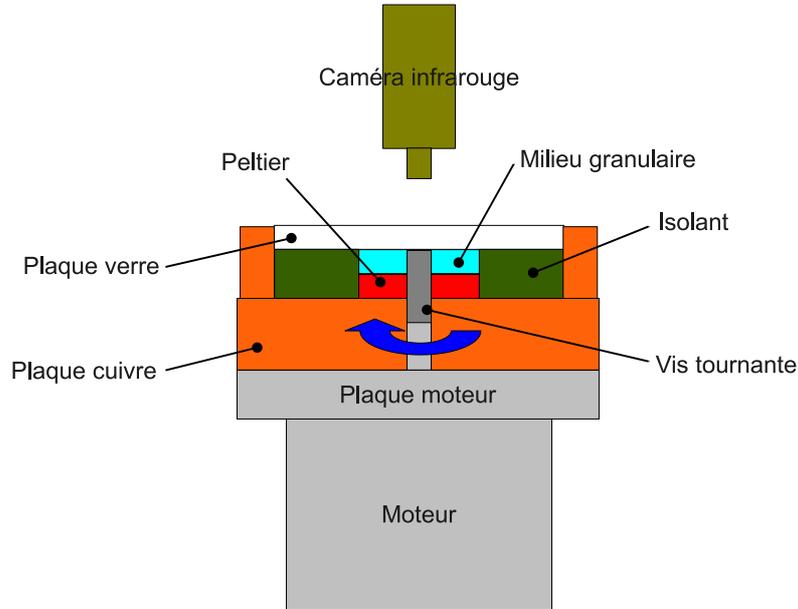


FIG. 7.2: Description complète du banc expérimental.

La mise en rotation de la vis centrale a pour but de perturber le milieu discret tout en générant de la chaleur par contact avec les billes.

Un dispositif de mesure par caméra infrarouge est mis en place au dessus du système afin de détecter les perturbations thermiques (via les rayonnements infrarouges du système). Les données sont ensuite traitées informatiquement à partir des vidéos recueillies par la caméra. Cette reconstitution numérique permet alors de remonter aux propriétés du domaine étudié (champs de température, diffusivité du milieu, etc.).

Numériquement, un grand nombre de données est disponible lors de la simulation. Il est notamment possible d'obtenir (en instantanées ou moyennées sur un intervalle de temps donné) la vitesse des billes de verre, leur position, leur température ou "histoire thermique", etc.

Le modèle se base toujours sur l'hypothèse du contact inter-éléments purement normal. Aucune force tangentielle n'est générée via un frottement microscopique local entre billes. Cette hypothèse peut être remise en cause puisque un élément discret modélise directement une bille de verre et il est tout à fait possible de calculer un coefficient de frottement

local entre billes. Cependant, l'objectif de cette étude est de comprendre les mécanismes de diffusion de la chaleur dans un milieu granulaire soumis à des sollicitations mécaniques dynamiques. Si un terme source (de chaleur) est omis par l'hypothèse d'un contact local sans frottement, il n'influence en revanche pas le processus de diffusion (qui dépend exclusivement des contacts inter-éléments) ainsi que la localisation-même des sites de génération de la chaleur.

7.2.3 Réponse mécanique du système

La mise en rotation de la partie tournante au centre du système granulaire entraîne une adaptation permanente du milieu (déplacement des billes et réorganisation). La figure 7.3 est un aperçu instantané des vitesses de chaque élément du domaine. Elle montre que seule 3 ou 4 couches radiales de billes (selon l'axe radial r) est affectée par la rotation centrale. La forte disparité dans les vitesses ainsi que les directions aléatoires montrent que la notion de choc prédomine sur la réponse du système dans la zone perturbée (par rapport à un écoulement "organisé"), comme observé expérimentalement. Ce comportement dépend bien entendu du degré de compactage du système. Si une étude plus poussée de ce paramètre n'a pas été effectuée, il n'en reste pas moins que le modèle numérique a été construit le plus fidèlement possible en accord avec la configuration du système expérimental (hauteur de domaine, dimensions, nombre et taille des billes, etc.).

Les billes ont donc tendance à retomber dans le vide généré par l'élément central en rotation puis à en être expulsées lors de leur contact avec celui-ci. C'est à ce moment précis que la génération de chaleur a lieu. La bille qui repart alors vers les billes alentour peut par la suite transmettre par diffusion cette chaleur emmagasinée.

Le système est symétrique selon l'axe de rotation z de la partie tournante. Il est donc intéressant d'étudier les phénomènes mécaniques selon le rayon du domaine ($r = 0$ au centre du système).

Sur les vitesses (Fig. 7.4), on note qu'il y a une grande différence entre la vitesse de rotation de l'élément central et la vitesse radiale des billes, traduisant une nouvelle fois la notion de choc. Dans le domaine granulaire, la décroissance de la vitesse est rapide et après 4 couches radiales de billes, la vitesse radiale devient quasi-nulle.

Une faible proportion de billes participe donc activement à la génération de la chaleur dans le système (par le travail de la force dissipative lors des chocs). L'autre proportion diffuse uniquement la chaleur dans l'ensemble du système via les contacts "longue durée" dont elle fait l'objet.

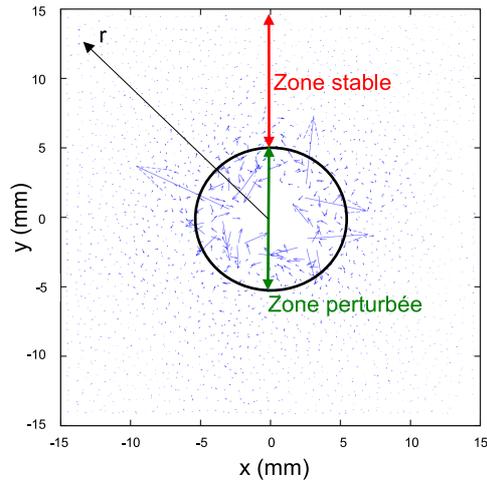


FIG. 7.3: Carte des vitesses des éléments du domaine granulaire numérique (hors vis en rotation).

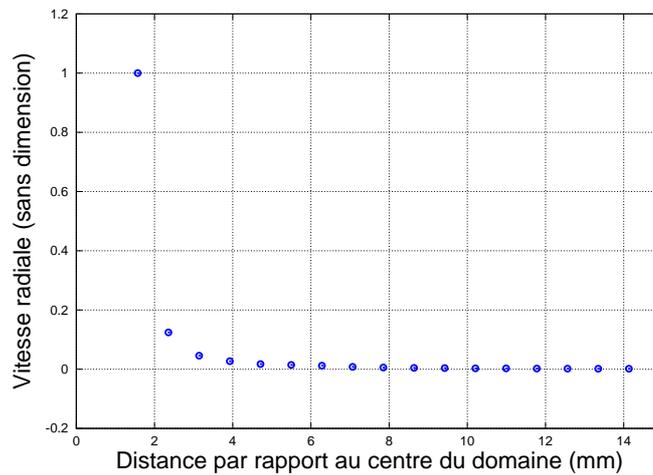


FIG. 7.4: Évolution de la vitesse radiale (adimensionnée par rapport à la vitesse de rotation de la pièce tournante) en fonction du rayon du domaine numérique.

7.2.4 Étude des profils de température

Sur le domaine numérique

La figure 7.5 décrit de manière qualitative l'évolution de la température dans le milieu granulaire au cours du temps. La simulation numérique correspond physiquement à deux secondes effectives d'expérience et présentée par étape de 0.4s.

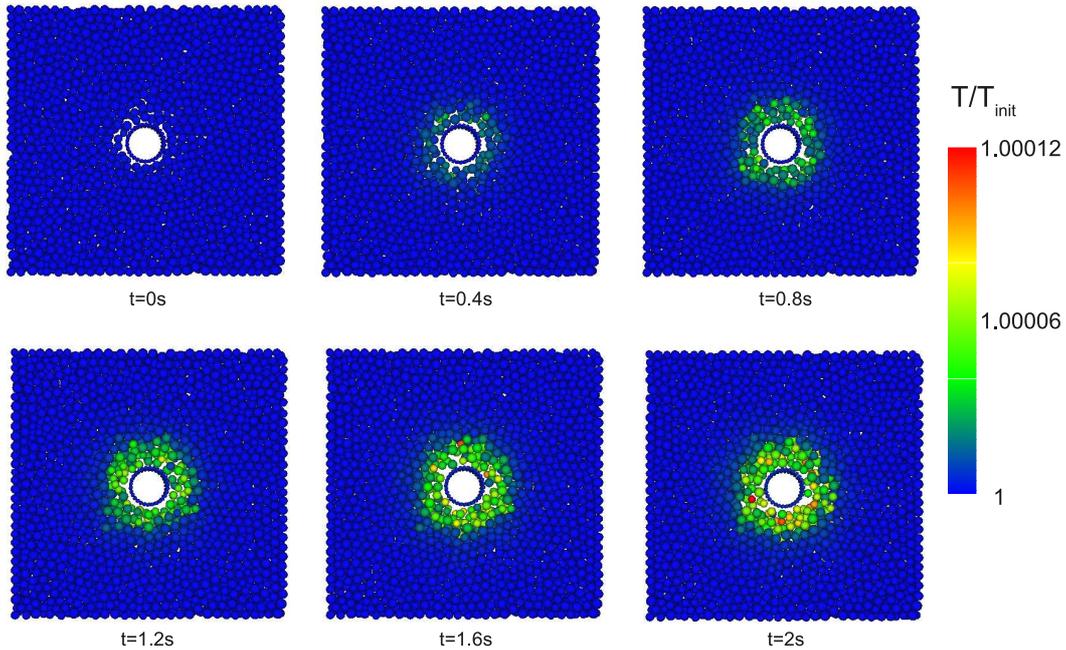


FIG. 7.5: Évolution au cours du temps du champ de température dans le domaine granulaire numérique.

La source de chaleur est localisée dans la zone perturbée. Les billes qui entrent en contact avec la partie centrale tournante chauffent puis sont expulsées et mises en contact avec les billes moins agitées. Lors de cette étape, la chaleur emmagasinée est alors transmise d'une bille à l'autre, participant à la formation d'un anneau thermique centrée par rapport à la vis tournante. Au cours du temps, cet anneau a alors tendance s'étendre.

La figure 7.6 est une coupe à $t = 2 \text{ s}$ du domaine granulaire selon l'axe radial r . Elle souligne notamment la rapide décroissance de la température avec r . Elle montre aussi que malgré les temps courts de simulation, près de la moitié du domaine participe déjà au processus de diffusion de la chaleur.

Sur le domaine expérimental

Il est très fastidieux de vouloir faire correspondre les temps de simulations numériques (quelques secondes) et expérimentaux (quelques minutes). La durée des calculs serait extrêmement longue compte tenu des pas de temps très petits et du nombre d'éléments en jeu (environ 3000 ici).

Aussi il paraît plus judicieux de s'intéresser aux champs de diffusivité qu'aux profils

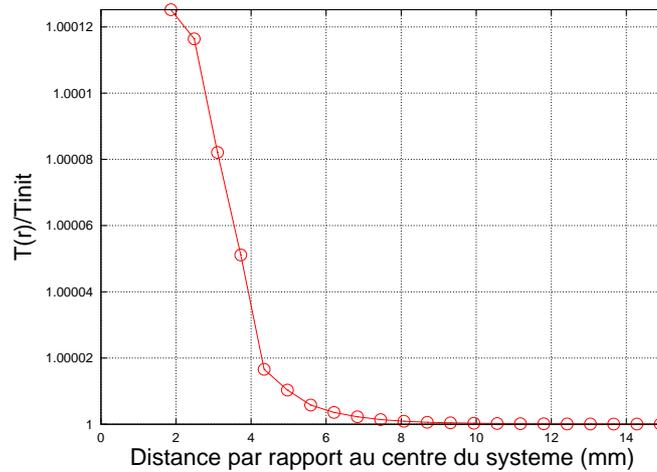


FIG. 7.6: Évolution de la température radiale en fonction du rayon du domaine numérique.

de température. Ces champs se stabilisent rapidement car ils dépendent principalement de la mécanique du système (c'est-à-dire de sa stabilisation dynamique dans les zones perturbées et statique dans les zones non-perturbées). Pour obtenir une diffusivité, il suffit d'être capable de mesurer un gradient de température spatial et temporel, quel que soit son ordre de grandeur. Il est alors possible de comparer les simulations aux temps courts et longs à partir du moment où l'on estime que le domaine s'est mécaniquement stabilisé.

Toutefois, il est tout de même intéressant de comparer l'évolution thermique du milieu aux temps courts (simulation numérique) et aux temps longs (manipulation expérimentale), tout du moins d'un point de vue "qualitatif".

La figure 7.7 montre un aperçu par caméra infrarouge de l'évolution de la température dans le domaine expérimental. On note de fortes similitudes dans le front de propagation radiale de la température avec la figure 7.5 du domaine numérique.

La figure 7.8, qui représente le profil thermique selon le rayon du domaine expérimental, est à mettre en parallèle avec la figure 7.6 du domaine numérique. L'évolution de la température est très similaire avec une décroissance rapide. Les temps simulés expérimentalement étant plus longs que les temps de simulation numérique, on constate que pour ce profil la majorité du domaine a été affecté thermiquement par la génération de chaleur.

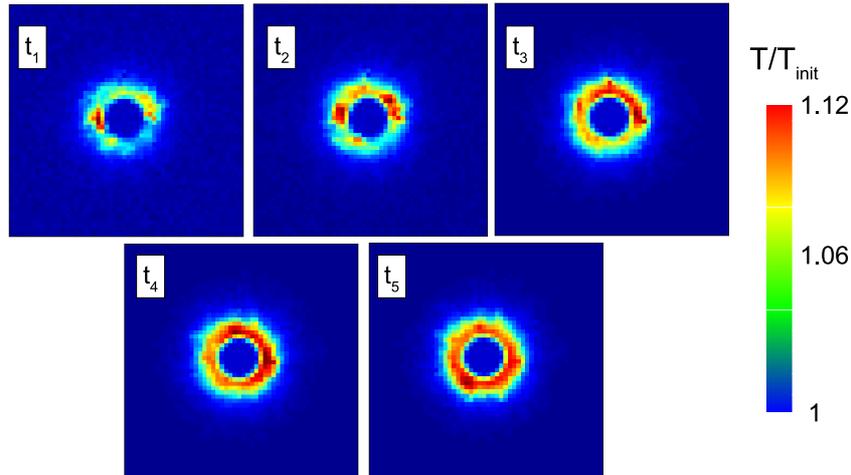


FIG. 7.7: Évolution au cours du temps du champ de température dans le domaine granulaire expérimental.

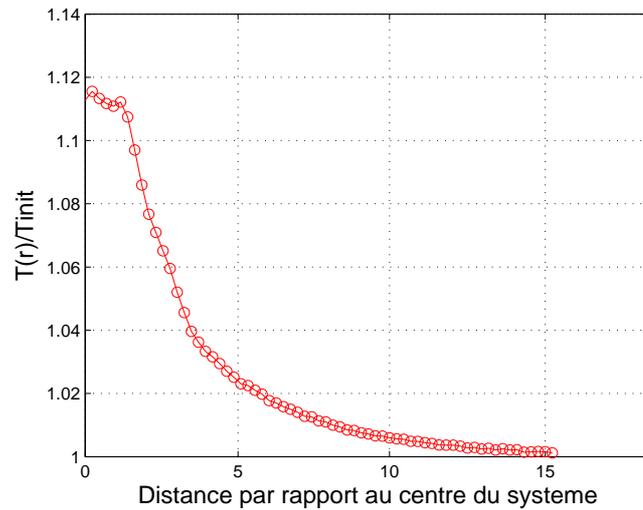


FIG. 7.8: Évolution de la température radiale en fonction du rayon du domaine expérimental.

7.2.5 Détermination des champs de diffusivité

Description de la méthode

Il est possible, à partir de mesures par caméra infra-rouge, de déterminer les propriétés thermiques d'un milieu donné. Récemment, Hashimoto et Morikawa [124, 125] ont pu vi-

sualiser sur des tissus vivants l'explosion de cellules et la diffusion de la chaleur générée au cours de la congélation. Sur le même principe, Pradere et al. [126] ont amélioré la méthode pour localiser plus précisément les termes sources (de chaleur) et les champs de diffusivité thermique des milieux. Nous allons expliquer les différentes étapes de la méthode à partir d'un exemple numérique "simple" qui fait intervenir une source ponctuelle de chaleur sur un domaine continu (Fig. 7.9).

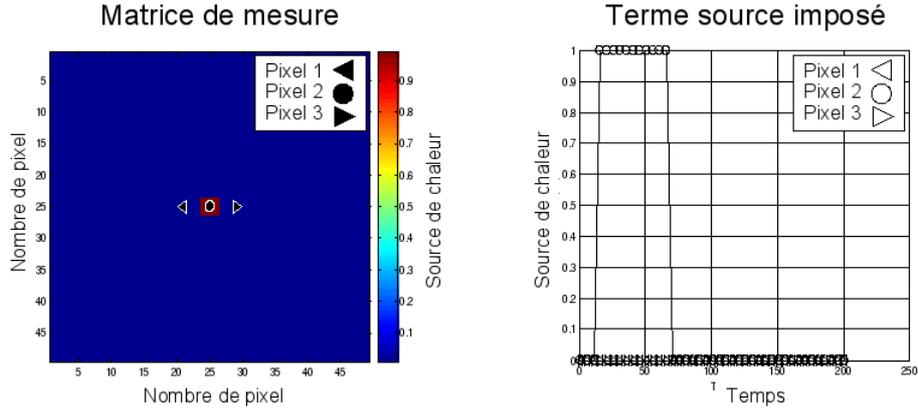


FIG. 7.9: Propriété de la source de chaleur initiale. À gauche, représentation spatiale. À droite, évolution pour trois pixels de la matrice en fonction du temps.

La description générale analytique du modèle thermique avec source de chaleur et diffusion s'écrit :

$$Fo_{i,j}^t \Delta T_{i,j}^t + \Phi_{i,j}^t = \delta T_{i,j}^t \quad (7.1)$$

où :

i et j correspondent aux indices de deux pixels successifs de la matrice de mesure ;

$Fo_{i,j}^t = \frac{\alpha_{i,j}^t \Delta t}{\Delta x^2}$ est le nombre de Fourier local sans dimension qui permet de remonter à la diffusivité locale instantanée $\alpha_{i,j}^t$;

$\Delta T_{i,j}^t$ est le laplacien de la température ;

$\Phi_{i,j}^t = \frac{\varphi_0 \Delta t}{\rho C_p}$ représente le terme équivalent source (ρ et C_p sont respectivement les densité et capacité thermique du milieu étudié) ;

$\delta T_{i,j}^t$ est la dérivée locale temporelle de la température.

Cette équation peut être directement mise en parallèle avec l'équation classique de la chaleur :

$$\alpha^t \nabla T + \frac{q^t}{\rho C_p} = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (7.2)$$

avec :

q^t le terme source ;

α^t la diffusivité du milieu.

L'exploitation de cette équation s'avère compliquée lorsqu'il faut estimer les termes sources initiaux ainsi que les champs de diffusivité.

Ces champs peuvent cependant être obtenus par le calcul d'un coefficient de corrélation local $\rho_{i,j}^t$ entre le laplacien de la température locale mesurée et sa dérivée par rapport au temps. On parle alors de méthode TLS (Total Least Square estimator) [127]. Lorsque le modèle est parfaitement diffusif (pas de terme source dans la fenêtre de mesure), le coefficient de corrélation vaut 1. Lorsqu'il tend vers -1 (Fig. 7.10), cela indique que le modèle diffusif est perturbé par un terme source.

Il est ainsi possible de localiser avec précision les zones de diffusion pure et d'en déduire par la suite les zones de génération de chaleur et la valeur du terme source.

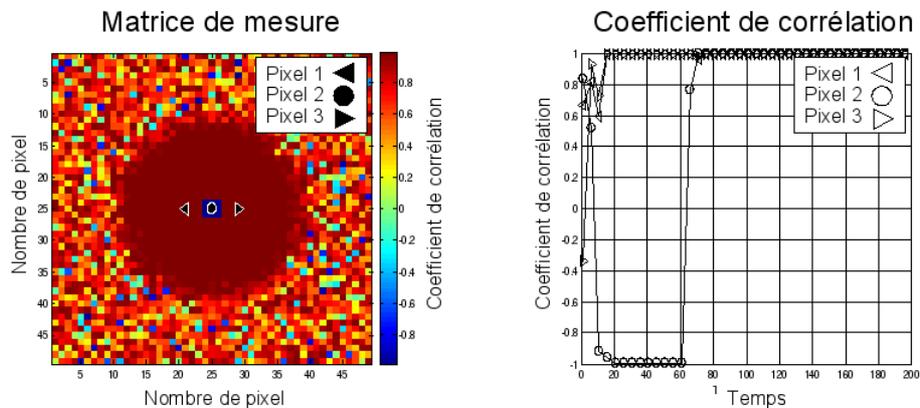


FIG. 7.10: Coefficient de corrélation $\rho_{i,j}^t$. A gauche, représentation spatiale instantanée. A droite, évolution pour trois pixels de la matrice en fonction du temps.

Dans les zones où $\rho_{i,j}^t = 1$, le champ global de diffusivité équivalente (lié au nombre de Fourier $Fo_{i,j}^{est}$) est obtenu par la relation :

$$\frac{1}{Fo_{i,j}^{est}} = \sum_{k=1}^{N-Ft} \frac{1}{Fo_{i,j}^t} \cdot (\rho_{i,j}^t \rightarrow 1) / \sum_{k=1}^{N-Ft} (\rho_{i,j}^t \rightarrow 1) \quad (7.3)$$

On obtient alors le champ de diffusivité équivalente (Fig. 7.11) pour trois pixels.

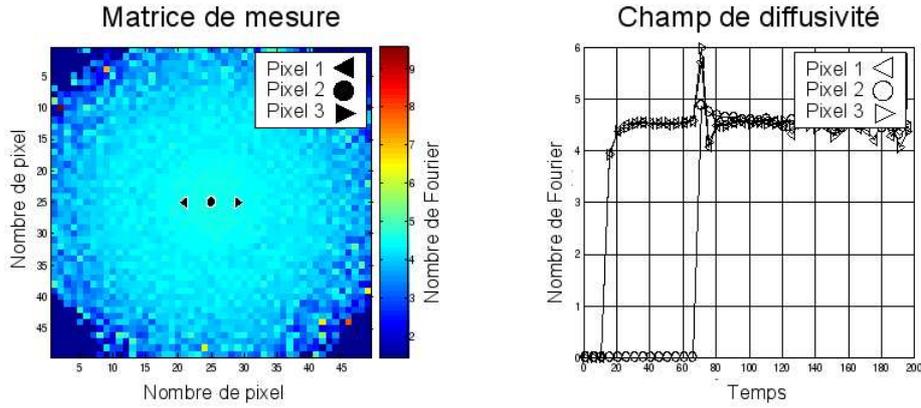


FIG. 7.11: Champ de diffusivité équivalente (via le nombre de Fourier). A gauche, représentation spatiale instantanée. A droite, évolution pour trois pixels de la matrice en fonction du temps.

A partir de la détermination *a priori* du champ de diffusivité, il est possible de calculer alors le terme source instantané $\Phi_{i,j}^t$ selon :

$$\Phi_{i,j}^t = (\delta T_{i,j}^t - Fo_{i,j}^{est} \Delta T_{i,j}^t) \cdot (\rho_{i,j}^t \rightarrow -1) \quad (7.4)$$

Alors le terme source global déduit vaut :

$$\Phi_{i,j}^{est} = \sum_{k=1}^{N-Ft} \Phi_{i,j}^t \cdot (\rho_{i,j}^t \rightarrow -1) / \sum_{k=1}^{N-Ft} (\rho_{i,j}^t \rightarrow -1) \quad (7.5)$$

Et on retrouve alors la valeur du terme source initial (Fig. 7.12).

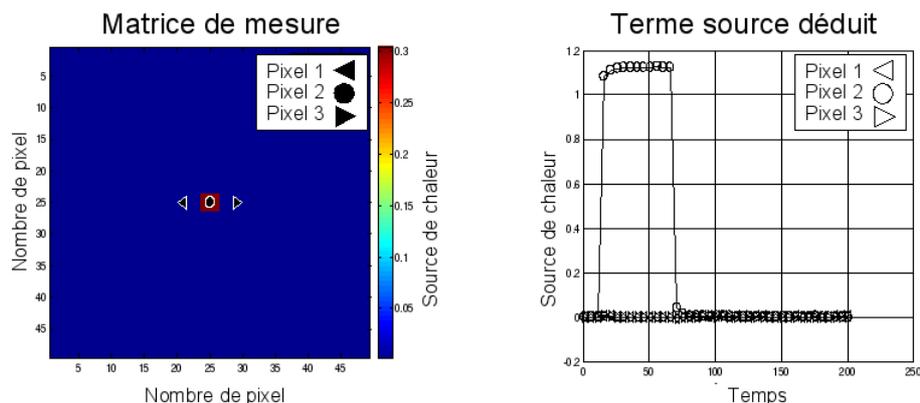


FIG. 7.12: Propriété de la source de chaleur calculée. À gauche, représentation spatiale. À droite, évolution pour trois pixels de la matrice en fonction du temps.

Comparaison expérimentale/numérique

À la suite de l'explication de la méthode TLS sur un domaine continu où le terme source est connu, nous allons maintenant nous intéresser à l'étude du domaine granulaire. Trois études vont permettre de confronter les résultats expérimentaux aux résultats numériques :

1. L'étude des champs de diffusivité dans le domaine granulaire *expérimental* à partir de la méthode TLS ;
2. L'étude des champs de diffusivité dans le domaine granulaire *numérique* à partir de cette même méthode ;
3. L'étude des cartes d'interpénétration δ dans le domaine granulaire numérique.

En effet, l'équation 5.6 du chapitre 5 montre qu'il existe un lien direct entre la capacité d'un milieu à diffuser la chaleur et l'aire de contact a_{ij} (donc l'interpénétration δ). Si les contacts sont intenses, l'interpénétration δ sera importante et la part de chaleur transférée conséquente. Lorsque les contacts sont de faible intensité ("petite" interpénétration δ), la quantité de chaleur transférée d'un élément à l'autre est minime.

Les différentes étapes de la méthode TLS vont donc consister à :

- calculer le coefficient de corrélation $\rho_{i,j}^t$ sur l'ensemble de la fenêtre de mesure ;
- déterminer le nombre de Fourier Fo^{est} dans les régions purement diffusives ;
- déduire le champ de diffusivité équivalente.

Calcul du coefficient de corrélation $\rho_{i,j}^t$

Les figures 7.13.a & 7.13.b sont un aperçu des champs de corrélation obtenus pour l'expérimentation et pour le modèle numérique. Elles montrent très clairement que le coefficient de corrélation $\rho_{i,j}^t$ chute lorsque l'on se rapproche du centre du domaine (i.e. du terme source).

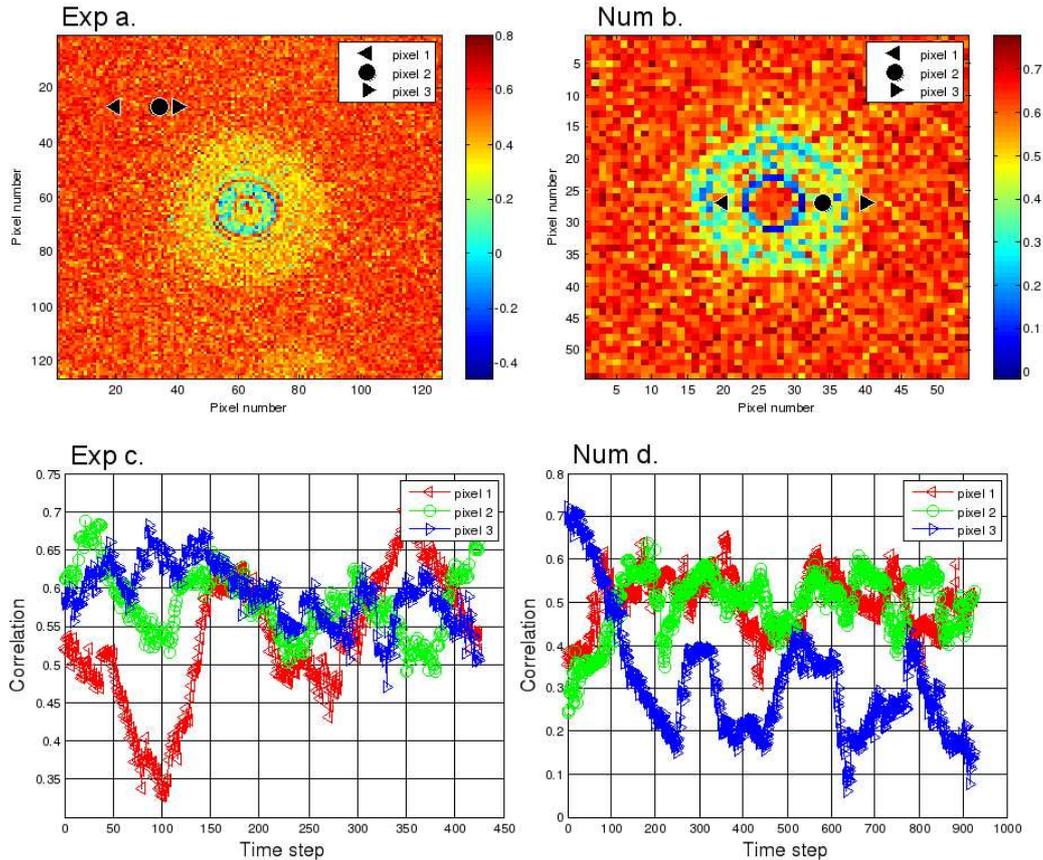


FIG. 7.13: Champs de corrélation spatiale pour l'expérimentation (Exp a.) et pour la simulation numérique (Num b.) et évolution au cours du temps pour trois pixels du domaine (Exp c. et Num d.).

Les figures 7.13.c & 7.13.d décrivent quant à elles l'évolution du coefficient de corrélation au cours du temps pour trois pixels différents de la fenêtre de mesure (ces trois pixels sont symbolisés par les symboles \triangleleft , \circ et \trianglerightarrow sur les figures 7.13.a & 7.13.b).

On remarque que le coefficient de corrélation ne tend pas vers 1, même pour les pixels éloignés de la source de chaleur (domaine purement diffusif). Cela s'explique par le processus de diffusion selon z dans l'épaisseur du domaine granulaire qui n'est pas pris ici en

compte dans le post-traitement. Ainsi, un pixel représente la moyenne des températures de l'ensemble des particules qui forment l'épaisseur du milieu granulaire. On peut cependant voir que ce coefficient de corrélation reste relativement stable au cours du temps (que ce soit expérimentalement ou numériquement), indiquant que l'on se situe dans des zones quasi exclusivement diffusives.

Détermination du nombre de Fourier Fo^{est} et des diffusivités équivalentes

Les figures 7.14.a & 7.14.b montrent que le nombre de Fourier reste spatialement constant dans les zones éloignées du terme source. La figure 7.14.c confirme cela temporellement avec un nombre de Fourier globalement constant au cours du temps pour les trois pixels considérés.

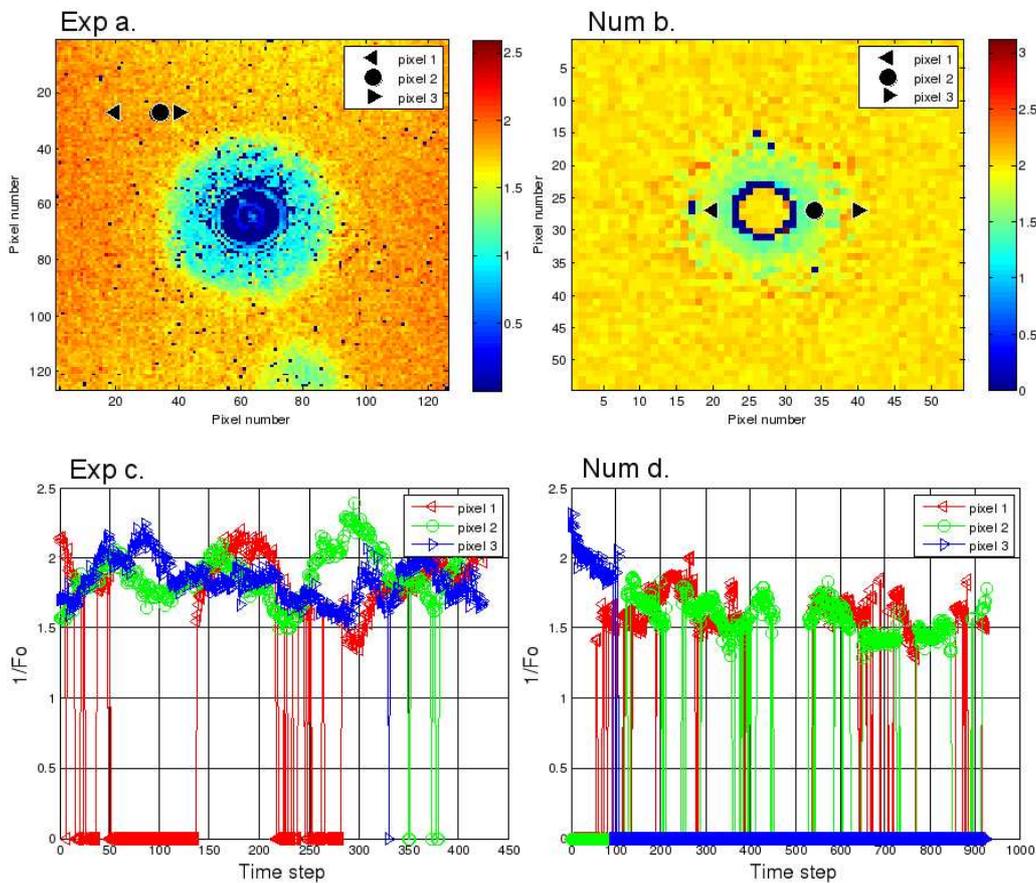


FIG. 7.14: Carte spatiale du nombre de Fourier ($1/Fo^{est}$) pour l'expérimentation (Exp a.) et pour le modèle numérique (Num b.) et évolution au cours du temps pour trois pixels du domaine (Exp c. et Num d.).

En revanche, on remarque une forte variation du nombre de Fourier lorsque les pixels considérés sont proches du terme source (Fig. 7.14.d). Les pixels \triangleleft et \circ sont à égale distance du terme source, leur nombre de Fourier est donc en moyenne le même. Le nombre de Fourier du pixel \triangleright n'est pas le même car il se situe dans une zone différente de celle des pixels \triangleleft et \circ (qui sont dans la zone dite "perturbée").

Ces observations soulignent le fait que le nombre de Fourier n'est pas constant par rapport au rayon du domaine et que les zones perturbées (proches de l'élément central en rotation) ou non perturbées (loin de l'élément central en rotation) ont une influence importante sur celui-ci.

Il est finalement possible de remonter à un profil de diffusivité équivalente qui dépend :

- du nombre de Fourier Fo^{est} pour les cas expérimentaux et numériques traités avec la méthode TLS ;
- de l'interpénétration δ pour le cas numérique traité directement avec le modèle par éléments discrets.

La figure 7.15 montre l'évolution de la diffusivité équivalente selon le rayon du domaine granulaire à la fois pour le banc expérimental et la simulation numérique.

Malgré les différences à noter en termes d'ordre de grandeur, on constate que la diffusivité équivalente (sur les domaines expérimentaux ou numériques) suit une même tendance. La zone perturbée (proche de l'élément central en rotation) possède une diffusivité plus importante que le milieu non perturbé. Cette diffusivité chute rapidement pour se stabiliser par la suite. Ces résultats obtenus à partir de trois approches différentes (méthode TLS sur le domaine expérimental, méthode TLS sur le domaine numérique et calcul des interpénétrations sur le domaine numérique) montrent tous que la dynamique et les perturbations du milieu discret entraînent de fortes variations de diffusivité équivalente.

Si les similitudes sont importantes entre les domaines expérimental et numérique traités par la méthode TLS, il reste encore à parfaire la méthode qui relie diffusivité équivalente et interpénétrations δ . En effet, le calcul d'une diffusivité équivalente à partir des interpénétrations δ doit ici être relativisé. Les interpénétrations prises en compte concernent aussi la direction z , c'est-à-dire selon l'épaisseur du domaine granulaire. Comme nous l'avons souligné, les phénomènes diffusifs selon l'épaisseur ne sont pas retenus par la méthode TLS, diminuant ainsi la valeur du coefficient de corrélation. Des études numériques en deux dimensions (une seule épaisseur de billes), ou la prise en compte de cette diffusion selon z , devront être menées pour améliorer encore cette démarche comparative innovante (en termes d'application) et riche en enseignement sur les liens entre la mécanique et la thermique d'un milieu granulaire.

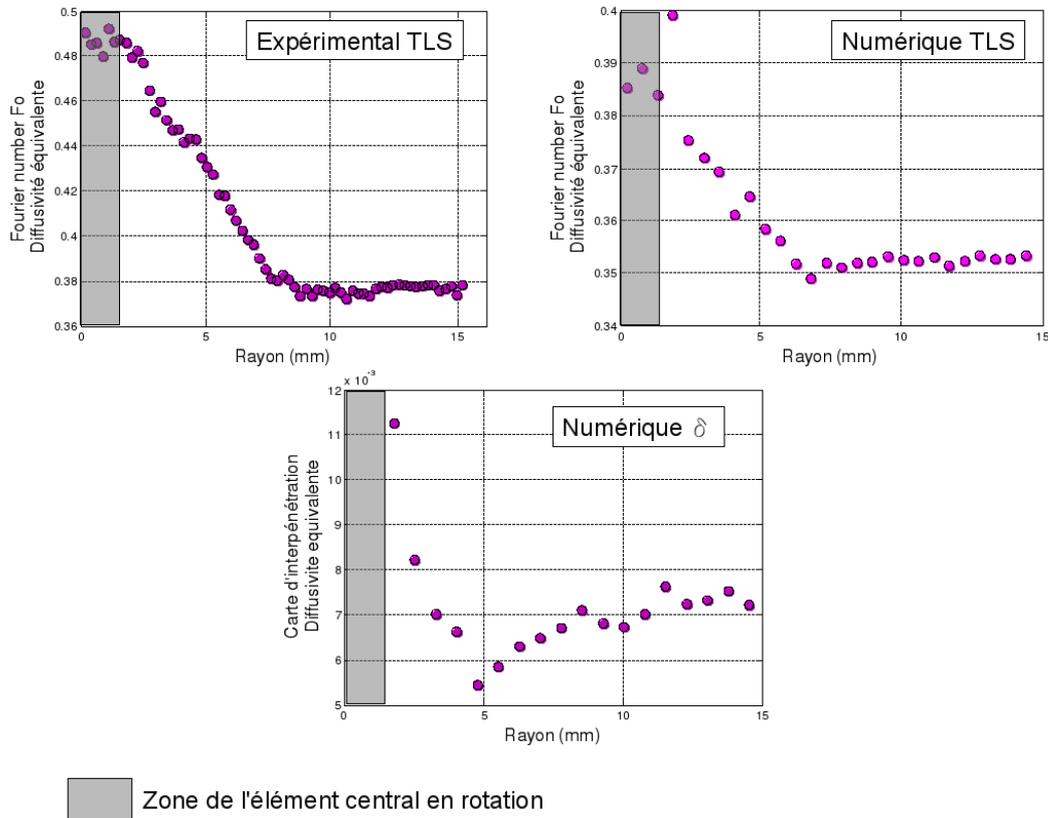


FIG. 7.15: Profils de diffusivité équivalente (selon le rayon r) obtenus soit à partir du nombre de Fourier Fo^{est} (expérimental et numérique TLS) soit à partir du calcul de l'interpénétration δ (numérique δ). La zone grise de l'élément central en rotation est une zone non exploitable.

7.2.6 Conclusions

Une méthode de mesure des champs de diffusivité par la méthode TLS a été mise en place dans le cas d'un domaine discret en trois dimensions soumis à des sollicitations mécaniques provoquant une réorganisation (localisée ou non) du milieu et initiant un terme source de chaleur.

Cette étude, qui regroupe à la fois un domaine granulaire, un terme source inconnu et des sollicitations dynamiques locales, est en elle-même très prometteuse. En effet, elle permet notamment de souligner l'importance des sollicitations mécaniques subies par un milieu (ici granulaire) sur les processus de diffusion de la chaleur. A l'instar des observations effectuées au chapitre 6, il semblerait que dans le cas présent, la forte perturbation du milieu granulaire favorise la diffusion de la chaleur dans le milieu. Ce phénomène peut

s'expliquer par le fait que le milieu autour de l'élément central en rotation est peu dense et que le transfert de chaleur d'un corps à l'autre se fait par l'expulsion d'une bille qui était au contact de cet élément vers les autres billes du milieu perturbé. Ainsi celle-ci est "libre" de se refroidir en transférant la chaleur emmagasinée vers les billes les plus froides. On peut alors parler de "convection granulaire" où le transport de la chaleur s'effectue par le mouvement des particules.

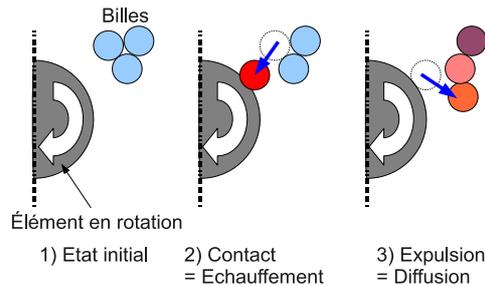


FIG. 7.16: Possible scénario du principe de diffusion de la chaleur dans le domaine granulaire. De l'état initial (1) une bille va entrer en contact avec l'élément en rotation, provoquant son échauffement (2). Cette bille est ensuite expulsée et va pouvoir alors diffuser la chaleur emmagasinée dans le milieu (3).

Une série d'optimisation à la fois de la méthode TLS (au cas à trois dimensions) et du modèle numérique (calcul des interpénétrations à composante radiale) pourra permettre à l'avenir d'affiner les résultats obtenus afin de relier directement les sollicitations dynamiques aux conséquences sur la diffusivité du milieu ainsi que pour remonter aux termes sources de chaleur.

De plus, l'élargissement de la méthode TLS peut permettre de mesurer, uniquement à partir de la thermique, les champs de vitesses dans le domaine. La comparaison avec les mesures effectuées numériquement pourra donc apporter une validation supplémentaire de cet outil.

Les premiers résultats sont très encourageants et permettent de valider à la fois la méthode de traitement des images TLS ainsi que le modèle thermique développé dans ce travail de thèse au travers des tendances observées.

A l'avenir, le processus itératif entre modèle numérique et exploitation expérimentale doit pouvoir mener à la séparation des termes sources et de la diffusivité équivalente dans les zones perturbée où a priori on ne connaît pas la diffusivité du milieu (qui comme nous l'avons vu varie selon les sollicitations mécaniques).

7.3 Application au procédé de soudage par friction malaxage

7.3.1 Introduction

Le soudage par friction malaxage (ou Friction Stir Welding - FSW en anglais) est un procédé du soudage qui date des années 90 [128]. Son principal avantage réside dans le fait qu'il permet de souder les matériaux entre eux sans pour autant atteindre les températures de fusion (on parle de soudage en phase solide) et surtout sans aucun ajout de matière. Son taux d'union est de l'ordre de 80% mais peu atteindre 96% dans le cas d'alliages particuliers [129, 130]. Son application essentielle concerne surtout les alliages d'aluminium qui demandent des efforts très importants pour être mis en oeuvre.

La bonne tenue en fatigue et face à la corrosion en fait de plus un procédé de soudage très intéressant d'un point de vue mécanique.

Son principe purement "mécanique", c'est-à-dire sans apport chimique, ainsi que son rendement énergétique très élevé (comparé aux autres méthodes de soudage) placent le FSW dans la catégorie des méthodes dites "écologiques" qui deviennent de plus en plus des priorités incontournables et explique ainsi l'intérêt croissant que lui porte le monde industriel et plus particulièrement l'aéronautique.

7.3.2 Description du procédé FSW

Lors de ce procédé de soudage, un outil cylindrique avec épaulement et tête de type "pion" avance (à vitesse constante) sur le joint de deux pièces en contact et avec une vitesse de rotation donnée (Fig. 7.17).

L'enfoncement complet de la tête dans les matériaux associé à la rotation et avance de l'outil permet le mélange des deux matériaux et la formation d'un cordon de soudure (via l'énergie de frottement libérée). Dans certains cas, la tête peut présenter une surface hélicoïdale qui augmente et facilite alors l'écoulement des matériaux chauffés¹.

L'épaulement, quant à lui, permet de guider parfaitement la tête par rapport à la surface des matériaux tout en assurant un cordon "propre", c'est-à-dire en limitant la remontée de matière au-delà du plan de surface (Fig. 7.18). Il participe aussi activement à l'échauffement des matériaux et à leur mélange [131].

Le diamètre de l'épaulement doit être suffisamment grand afin de couvrir correctement la

¹Il est intéressant de noter que cela peut rappeler la configuration du système étudié dans le paragraphe précédent

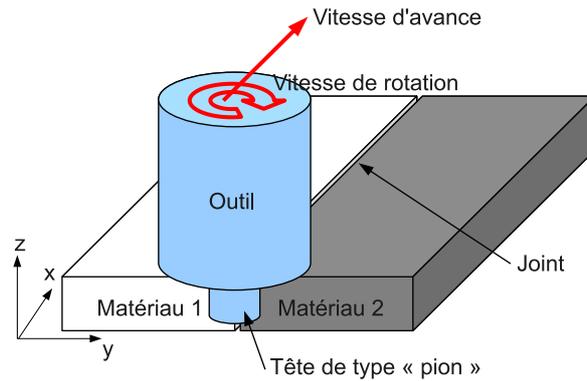


FIG. 7.17: Mise en place du procédé de soudage malaxage avec l'outil et les deux matériaux 1 & 2 à souder.

zone affectée par le soudage. En principe, il y a un rapport de 5 entre le diamètre de la tête et celui de l'épaulement. L'outil est généralement de type acier haute résistance pour permettre un travail efficace à haute température et pour limiter son usure.

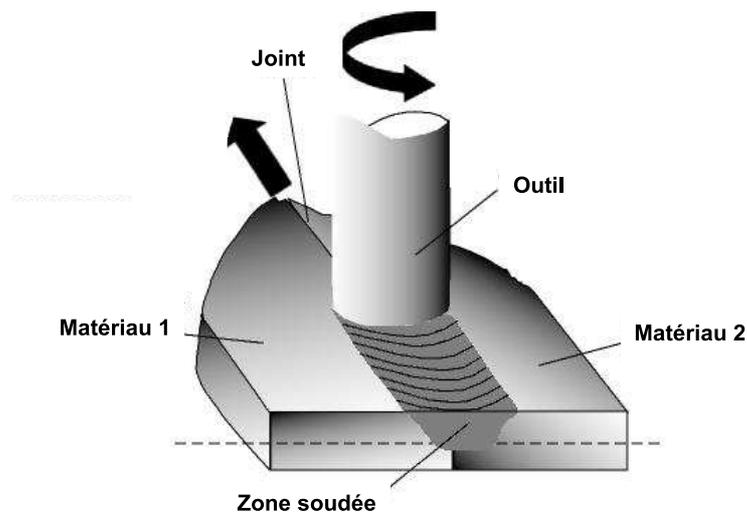


FIG. 7.18: Avance de l'outil et formation du cordon dans la méthode FSW.

7.3.3 Les paramètre-clefs du FSW

En plus de la forme de l'outil et notamment de son épaulement (qui garantit un cordon "propre"), deux autres paramètres entrent en jeu dans ce procédé de soudage.

Les vitesses de rotation V_{rot} et d'avance V_{av} de l'outil doivent être choisies avec beaucoup de précautions pour assurer un cycle de soudage fiable. Si la relation entre la quantité de chaleur produite par frottement et ces vitesses est complexe, il est raisonnable de dire qu'une augmentation de la vitesse de rotation ou une diminution de la vitesse d'avance produit une soudure plus chaude. D'un côté, il faut que les matériaux soient suffisamment chauds pour faciliter l'écoulement plastique et le mélange tout en diminuant les contraintes sur l'outil. De l'autre côté, il est important de ne pas s'approcher des points de fusion car cela entraîne une détérioration importante des qualités mécaniques de la soudure.

La profondeur de pénétration et l'inclinaison de l'outil sont eux-aussi des paramètres critiques en FSW. L'enfoncement de l'épaulement accroît la pression sur les matériaux et permet d'obtenir un meilleur cordon. De même, une inclinaison de 2 à 4 degrés vers l'arrière accentue le phénomène. Il faut cependant faire attention à ne pas pénétrer trop profondément dans le joint sous peine de créer des variations d'épaisseur entre la surface de base et le cordon formé.

7.3.4 Le modèle numérique

Lors du soudage FSW, la production de chaleur provient de plusieurs sources :

- des déformations plastiques des matériaux ;
- du frottement de la tête de l'outil sur les matériaux ;
- du frottement de l'épaulement de l'outils sur les surfaces des matériaux.

Plusieurs travaux sur la thermique du FSW [132,133] partent de l'hypothèse que la chaleur générée par le frottement de l'épaulement est supérieure à celle générée par les déformations plastiques ou par le frottement de la tête de l'outil. Si cela s'avère vrai lorsque l'enfoncement de l'outil est suffisant pour que le contact épaulement - surface matériaux soit conséquent, il n'en est pas de même lorsque l'enfoncement est faible et que les contraintes d'écoulement augmentent la contribution thermique des déformations plastiques [131].

La présente modélisation s'intéresse particulièrement à la thermique générée par ces déformations plastiques. La zone de soudage potentiellement affectée par le malaxage est représentée de manière discrète (Fig. 7.19). Le passage en translation et rotation de l'outil va entraîner un écoulement granulaire "naturel" du milieu compressé (conditions limites).

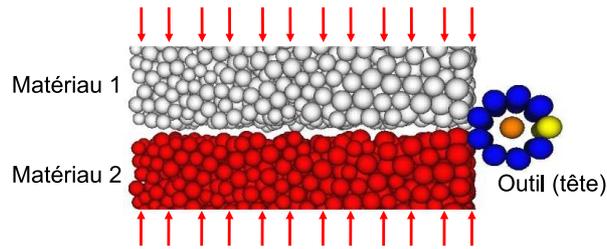


FIG. 7.19: Description par éléments discrets du modèle FSW numérique.

7.3.5 Résultats

D'un point de vue mécanique, Jordanoff et al. [134] ont pu mettre en avant l'importance du rapport entre la vitesse de rotation V_{rot} et la vitesse d'avance V_{av} de l'outil (Fig. 7.20). Ils montrent que la qualité de mixage (ou "taux d'union") augmente lorsque la vitesse de rotation est très supérieure à la vitesse d'avance de l'outil.

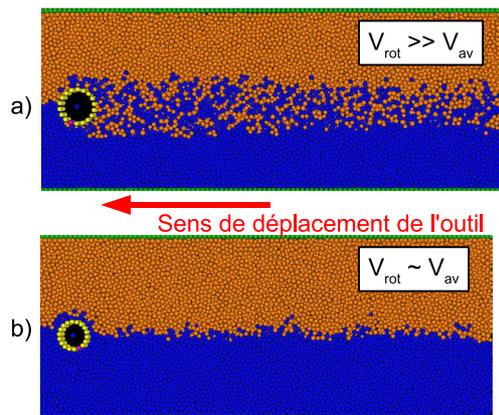


FIG. 7.20: Description graphique de la qualité de mixage entre les deux matériaux pour deux rapports de vitesses de rotation et d'avance différents.

Si ce résultat est un premier pas dans l'optimisation par la méthode des éléments discrets du procédé FSW, les recherches doivent aussi s'intéresser à la thermique d'un tel système, de telle sorte que les températures atteintes ne dépassent pas les températures de fusion des matériaux.

La figure 7.21 donne un premier aperçu des modélisations thermiques du FSW. Trois phénomènes importants sont à noter.

Dans un premier temps, une forte région est affectée thermiquement par le procédé FSW. Si la source de chaleur se localise principalement autour de la tête de l'outil, la diffusion

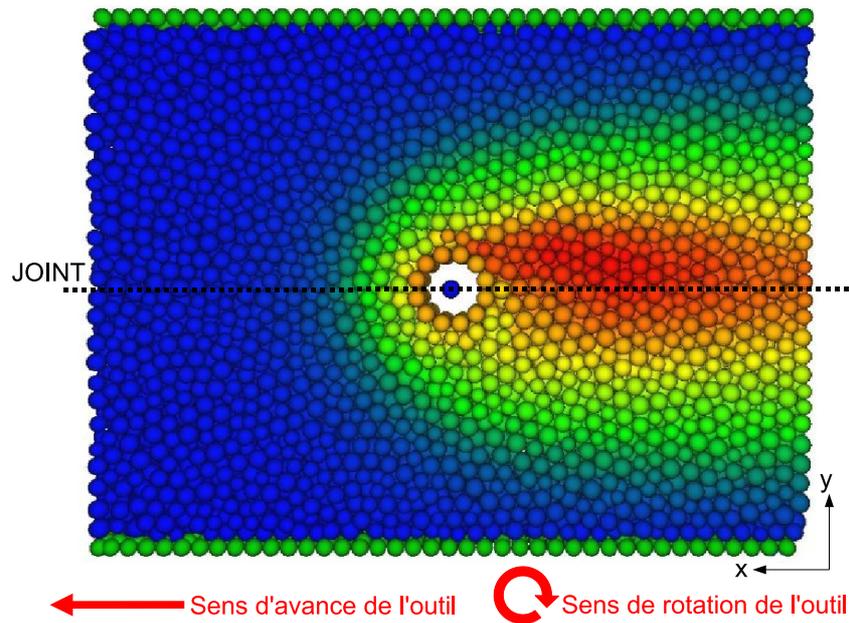


FIG. 7.21: Aperçu numérique du champ de température lors du passage de la tête de l'outil FSW.

de la chaleur a des conséquences sur des distances de 1 à 3 fois le diamètre de la tête de l'outil (de part et d'autre du joint). La figure 7.22 montre une coupe perpendiculaire au joint à l'arrière de l'outil après son passage. Le pic de température selon y se situe au niveau du joint et les conditions limites actuelles du modèle (température ambiante imposée en $y = -30$ et $y = +30$) surestiment la valeur maximale de ce pic. Des études futures permettront de gérer plus finement les conditions limites thermiques aux parois et ainsi de mieux estimer les élévations de températures locales. Ces premières tendances sont cependant en concordances avec les observations et résultats numériques de Heurtier [131].

De plus, le champ de température prend la forme d'une "comète" avec un front et une queue, le tout relativement symétrique par rapport au joint.

Enfin, le maximum de température se situe à l'arrière de l'outil, comme le confirme la figure 7.23. La matière malaxée entraînée par la rotation est "abandonnée" par l'avancement de l'outil. Cette dernière a subi les déformations plastiques les plus fortes et les plus longues avant de refroidir par diffusion dans le milieu.

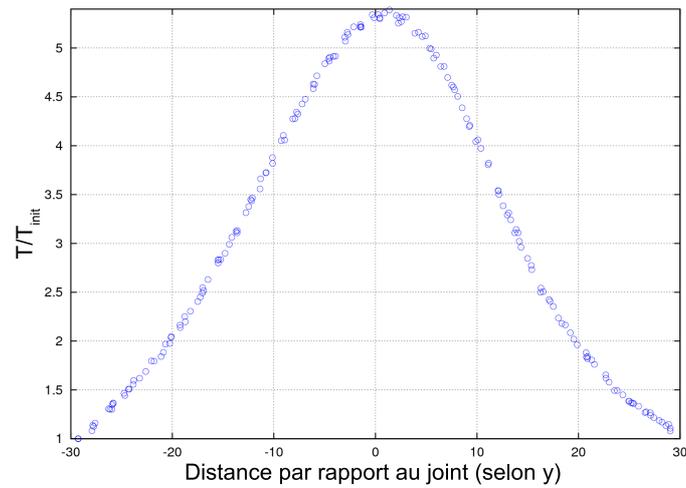


FIG. 7.22: Profil de température par rapport au joint après le passage de l'outil pour un x fixé.

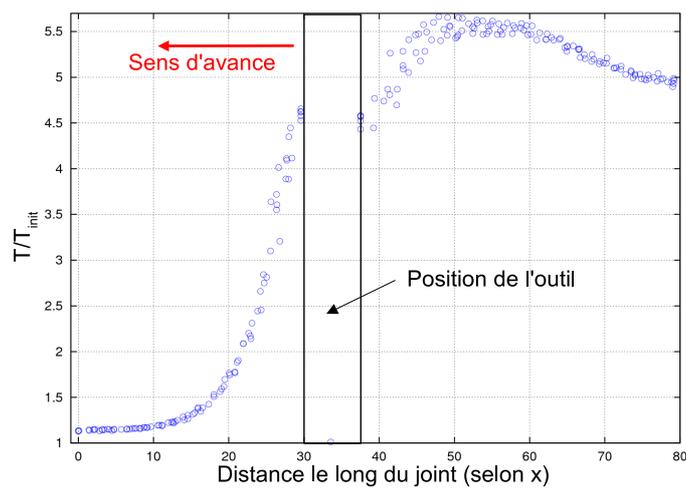


FIG. 7.23: Profil de température sur l'axe du joint lors du passage de l'outil.

7.3.6 Perspectives du FSW

Si les premiers résultats sont encourageants quant à l'utilisation du modèle par éléments discrets dans la compréhension du procédé FSW, il est nécessaire de mener des études encore plus détaillées.

En effet, cette technique de soudage modifie fortement les matériaux sollicités : par déformations plastiques et par échauffement. Par conséquent, les matériaux tendent à se

fluidifier facilitant ainsi le taux d'union. La prochaine étape du modèle numérique consistera à implémenter une loi d'évolution de la cohésion du matériau granulaire en fonction de la température et du taux de déformation (au sens granulaire) des éléments discrets². D'un matériau fortement cohésif à la base, on passera à un matériau de moins en moins cohésif (jusqu'à un comportement du même type que le régime fluide) qui facilitera le mélange des matériaux chauds au niveau de la tête de l'outil.

Une gestion plus fine des conditions limites en thermique permettra dans le même temps une meilleure évacuation de la chaleur et des ordres de grandeurs thermiques plus en accord avec l'expérimental.

7.4 Perspectives générales

La mise en place du module thermique dans un modèle par éléments discrets permet de traiter localement des situations tribologiques où les méthodes "continues" (de type éléments finis ou sans maillage) ne peuvent s'appliquer.

Lorsqu'il y a dégradation des matériaux ou présence d'un corps discontinu par exemple, la modélisation par éléments discrets s'avère efficace [13, 87].

L'objectif de ce dernier paragraphe consiste à ouvrir des pistes sur l'exploitation du modèle par éléments discrets dans la compréhension d'un certain nombre de cas où les modèles globaux montrent leurs limites.

7.4.1 Compréhension des transitions de frottement pour les matériaux composites carbone-carbone

Récemment, Kasem et al. [28] associés aux travaux de Gouider et al. [57] ont mis en avant l'existence d'un saut du coefficient de frottement μ lors du frottement de deux disques en composite carbone-carbone. Cette transition s'accompagne d'un dégazage important de dioxyde de carbone CO_2 mesuré au spectromètre de masse et d'une augmentation de l'usure des disques. On sait [28] qu'il est possible de forcer cette transition en chauffant les pièces en contact à $250^\circ C$ (Fig. 7.24).

L'augmentation de la concentration de CO_2 dans le contact est le signe d'une forte activité physico-chimique au sein du contact et plus particulièrement dans le troisième corps qui peut atteindre des épaisseurs de $100\mu m$. Une évolution de la cohésion locale du troisième

²Des travaux au sein du Laboratoire Matériaux Endommagement Fiabilité et Ingénierie des Procédés sont actuellement en cours dans ce domaine.

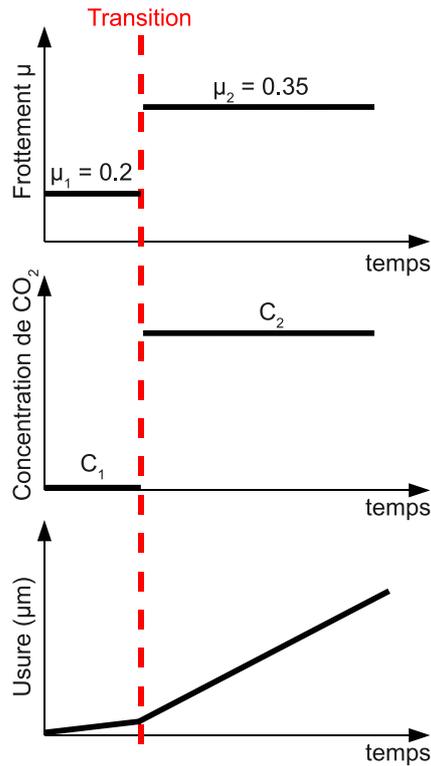


FIG. 7.24: Évolution du coefficient de frottement μ , de la concentration de CO_2 dans le contact et de l'usure au cours du temps pour le frottement entre deux composites carbone-carbone. La transition est forcée en chauffant les composites à 250°C .

corps - provoquée par l'augmentation de la température dans le contact (et signe du dégazage) - peut notamment expliquer le saut de frottement observé expérimentalement : de 0.2 à 0.35. Il est possible d'expliquer ce phénomène par le passage du troisième corps d'un régime d'accommodation des vitesses à un autre. La principale difficulté consiste à savoir - à partir du modèle par éléments discrets - si le passage se fait d'un régime fluide à un régime élasto-plastique ou bien d'un régime élastique à un régime élasto-plastique (Fig. 7.25).

L'état initial du contact (sans troisième corps) ainsi que l'évolution de l'usure au cours du frottement tendent à supposer que la transition s'effectue dans le sens "régime élastique - régime élasto-plastique". En effet, l'usure très faible en début de simulation augmente après la transition, traduisant l'expulsion de particules hors du contact à partir du troisième corps formé.

Si le modèle par éléments discrets permet de mettre en avant un certain nombre de scé-

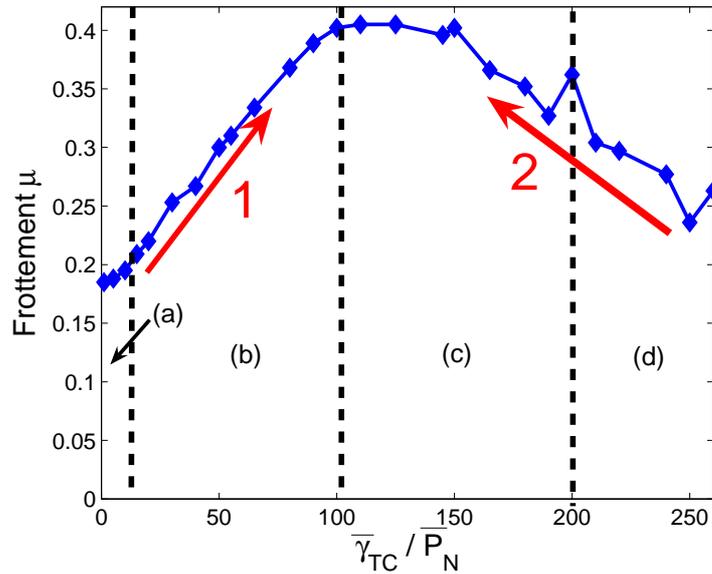


FIG. 7.25: Évolution du coefficient de frottement μ en fonction du rapport $\bar{\gamma}_{TC} / \bar{P}_N$. Dans le cas du saut de frottement observé sur les composites carbone-carbone, la transition peut soit de faire du régime fluide au régime élasto-plastique (trajet 1) soit du régime élastique au régime élasto-plastique (trajet 2).

narios possibles d'évolution du frottement au cours du temps, la compréhension complète des mécanismes qui gouvernent le frottement se heurte une nouvelle fois à l'évolution des propriétés locales du troisième corps, notamment en fonction de la température.

Les prochaines études consisteront donc à caractériser (tout comme pour l'application FSW) une évolution de la cohésion locale du troisième corps en fonction de la température des particules de manière à coupler de manière forte la thermique et la mécanique, dans le but d'évoluer dynamiquement sur la courbe $\mu = f(\bar{\gamma}_{TC} / \bar{P}_N)$. L'ensemble des phénomènes mécano-thermiques locaux qui ont lieu lors du frottement pourront alors être mis en lumière.

7.4.2 Modélisation du contact outil-copeau

La modélisation du contact outil-copeau est très répandue en utilisant la méthode des éléments finis [22–24]. Elle se base sur un modèle d’usure [135, 136] qui utilise une loi de type Archard [137], où la quantité de matière retirée dépend de la distance de glissement et des conditions de contact. La limite de cette approche réside dans la non prise en considération de particules d’usure qui pourraient influencer le processus de frottement et de dégradation au contact outil-copeau [138, 139].

Si la méthode par éléments finis est très performante dans la modélisation des corps volumiques (outil et copeau), elle est malheureusement mal-adaptée lorsqu’il faut gérer des corps discontinus (particules d’usure).

Un modèle par éléments discrets basé sur les concepts mécaniques développés dans ce manuscrit a été mis en place par Nouari et Iordanoff [26] pour tenter de comprendre l’influence des particules d’usure sur la dynamique du contact outil-copeau dans le cas d’alliages en Titane. Il est supposé qu’à la fois le copeau et l’outil subissent des dégradations qui affectent le détachement de particules (Fig. 7.26).

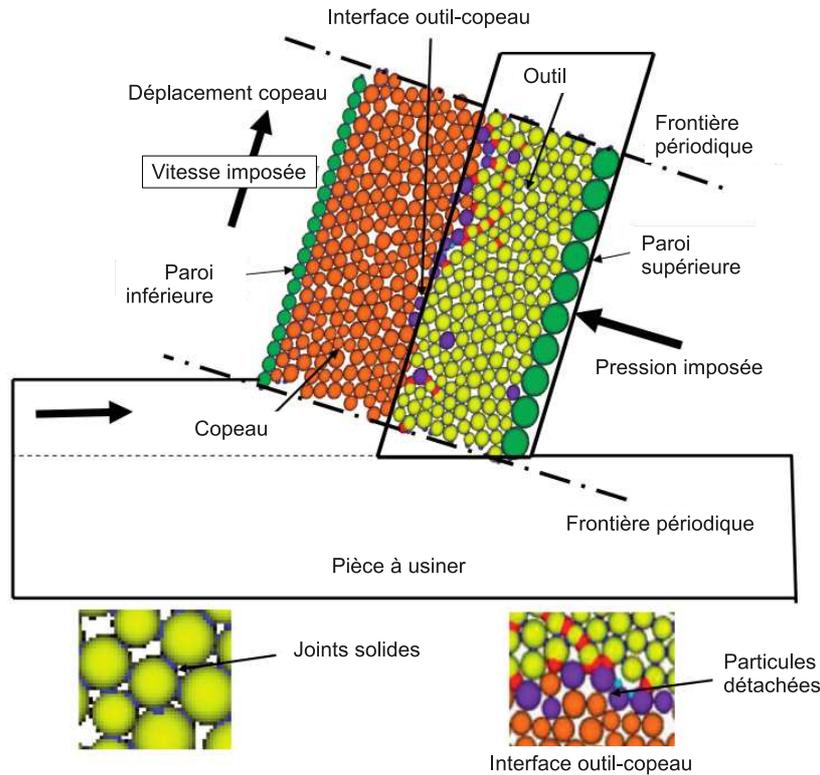


FIG. 7.26: Description via la méthode par éléments discrets du contact outil-copeau lors de l'usinage.

Les éléments discrets qui modélisent les volumes sont liés par des joints solides “libres” de se casser en fonction des sollicitations qu’ils subissent.

L’objectif de cette étude est de décrire l’ensemble des phénomènes microscopiques qui ont lieu au sein du contact outil-copeau et leurs conséquences sur l’usure de l’outil pour différentes pressions de contact appliquées. Il est notamment montré que la pression de contact joue un rôle fondamental dans la dégradation de l’outil, en accord avec la littérature [26]. Cela explique aussi l’usure plus prononcée à l’entrée du contact outil-copeau (où les pressions sont les plus fortes) alors qu’en sortie de contact cette usure est très limitée. La prochaine étape consistera à implémenter ce modèle de dégradation et d’usure d’un point de vue thermique pour mesurer toute l’importance des conditions de contact sur les élévations de températures et sur les modifications de propriétés des matériaux.

Ainsi, une optimisation plus fine des conditions de coupe pourra être envisagée grâce aux modélisations des flux de chaleur générés au contact, conservés à l’interface et évacués dans et par le copeau ou l’outil.

7.5 Conclusions

Ce dernier chapitre se veut une exploration des possibilités du modèle par éléments discrets et de sa capacité à pouvoir traiter des problèmes thermiques.

La première des volontés a été de confronter ce modèle numérique à une expérience “concrète”. Cette étude a notamment permis de déterminer des champs de diffusivité par trois méthodes différentes (numérique par la méthode des éléments discrets, expérimentale et numérique par la méthode TLS). Les résultats sont encourageants bien que le sujet d’étude en lui-même comporte un grand nombre de points délicats (domaine granulaire, génération locale de chaleur, présence d’un terme source, milieu perturbé, etc.).

La suite du chapitre évoque principalement un certain nombre d’applications “industrielles” où le modèle par éléments discrets peut apporter à la compréhension des phénomènes. Dans le cas du Friction Stir Welding, la possibilité de mixage des matériaux modélisés discrètement permet d’optimiser les conditions de soudage. L’étude thermique permet quant à elle d’analyser la génération et la diffusion de la chaleur dans les corps présents. Le frottement des composites carbone-carbone est une continuité de l’étude tribologique et thermique du contact avec troisième corps. On observe typiquement des transitions de frottement en fonction de l’énergie mise en jeu dans le contact. Cela traduit une évolution des propriétés du troisième corps à l’interface de contact. Une loi concrète permettant de relier directement la cohésion du troisième corps à la température locale du contact permettra de compléter le modèle numérique afin de finement comprendre et optimiser la mécanique du freinage.

Enfin, une étude du contact outil-copeau appliquée à l’usinage est en cours afin d’optimiser les conditions de coupe en raisonnant à partir de l’évacuation optimale de la chaleur (dans le copeau plutôt que dans l’outil de coupe) mais aussi à partir de l’influence de l’usure des matériaux.

Conclusions générales et perspectives

L'étude thermique du contact frottant dit "sec" (dans le sens où il n'y a pas de lubrification volontaire liquide ou solide) se heurte depuis plus de 70 ans aux discordances entre les prédictions analytiques ou théoriques des modèles et les mesures expérimentales. Ce constat traduit donc une difficulté à représenter correctement l'ensemble des phénomènes qui ont lieu lorsque deux corps frottent l'un sur l'autre : genèse du frottement, représentation de la source de chaleur, diffusion de cette chaleur dans les corps, etc.

Le travail présenté dans cette thèse amène à reconsidérer la notion de frottement et la manière dont ce dernier est pris en compte dans les modèles théoriques, numériques mais aussi expérimentaux. Sur ce point, les difficultés d'instrumentation in situ du contact glissant limitent l'étude de la résistance au glissement à une échelle dite "globale". Il est alors impossible de comprendre localement les phénomènes qui amènent à tels ou tels coefficients de frottement ou coefficients de partage des flux thermiques (lorsque ceux-ci restent constants au cours du temps) ou pourquoi ils évoluent de telle ou telle manière pour des conditions mécaniques macroscopiques fixes.

Les modèles analytiques et numériques du frottement se basent donc sur des mesures expérimentales d'échelle globale qui négligent un grand nombre de processus-clefs d'échelle locale. Même si certaines approches considèrent désormais un frottement de type "dynamique" (qui varie dans le temps et dans l'espace), la démarche scientifique en tribologie, qui vise à étudier le contact à des échelles de plus en plus petites, se heurte au manque de pertinence sur la validité des paramètres fondamentaux (comme le coefficient de frottement) qui composent les modèles.

Pour illustrer cela, l'étude thermique d'un contact glissant permet de souligner une nouvelle fois tout le paradoxe de cette approche "globale". Il est admis que l'élévation de température de deux corps animés d'un mouvement relatif est issue de l'énergie de frottement (mécanique) et de sa diffusion dans les volumes présents (via des coefficients de partage). Du point de vue macroscopique, l'énergie de frottement découle directement du coefficient de frottement μ et des conditions de fonctionnement du système étudié (force de contact F_N et vitesse de glissement V_P) de telle sorte que la puissance globale générée

Q_μ reste “surfacique” et vaut :

$$Q_\mu = \mu F_N V_P$$

Cette puissance est ensuite répartie dans les corps en contact via des coefficients de partage, calculés soit à partir des propriétés matériaux des éléments frottant, soit via une approche expérimentale, mais qui manquent de pragmatisme dans leur détermination et justification.

Si l'on résonne désormais “localement”, à l'échelle microscopique au niveau du contact, on constate que l'énergie de frottement naît à la fois du frottement à l'interface de contact et de l'ensemble des déformations irréversibles subies par les corps en présence. Lorsque les sollicitations mécaniques amènent à une dégradation des surfaces des corps en contact, il se forme un volume intermédiaire – le troisième corps [12] – qui participe activement à l'accommodation des vitesses relatives quand il est piégé (ou transite) dans le contact. Même pour de faibles épaisseurs [41, 42], son rôle ne peut être négligé. Il est alors nécessaire de le prendre en compte pour toute étude du frottement, qu'elle soit mécanique, physico-chimique ou thermique.

Une nouvelle fois, les modèles macroscopiques se limitent au paramètre d'échelle globale μ qui permet de s'affranchir au mieux de la description des phénomènes mécano-physico-thermo-chimiques qui ont lieu à l'échelle locale. Cela amène notamment à des discordances entre les prédictions analytiques/numériques (coefficients de partage, etc.) et les mesures effectuées expérimentalement (saut de température à l'interface, écart de températures, etc.).

C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse. L'étude mécanique et thermique du frottement doit obligatoirement passer par la compréhension des phénomènes locaux qui ont lieu lors du glissement. Cette étude microscopique, à l'échelle locale du contact donc, a permis de souligner le rôle fondamental joué par le troisième corps et a amené à réfléchir sur la notion de frottement (qui caractérise mécaniquement le contact) et de partage de la chaleur (qui caractérise thermiquement le contact), leurs fondements dans les modèles plus globaux ainsi que les conséquences sur la vie des systèmes frottants.

Développement du modèle numérique

A l'heure actuelle, il est très délicat de s'attacher à modéliser concrètement le détachement et la vie propre des particules de troisième corps dans le contact. Le manque de données pertinentes sur leur évolution au cours du temps (géométrique, physico-chimique et mécanique) ne permet pas de mettre en place des modèles réalistes efficaces. Pour faire face à ce problème, un modèle basé sur la méthode des éléments discrets a été développé. Le

troisième corps est modélisé par un ensemble d'éléments discrets sphériques. Un élément ne représente pas une particule de troisième corps, mais l'ensemble des éléments modélise la rhéologie du troisième corps (Fig.7.27).

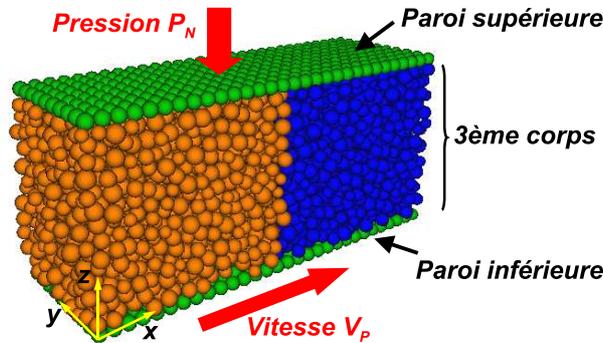


FIG. 7.27: Modélisation par la méthode des éléments discrets du contact entre premiers corps avec la présence d'un troisième corps.

Cette démarche permet de gérer de manière locale la rhéologie particulière du troisième corps, à partir d'une loi d'interaction entre éléments discrets. Le paramètre microscopique retenu est la cohésion inter-éléments γ_{TC} , qui traduit la réactivité physico-chimique du troisième corps. Actuellement, il est encore impossible de déterminer expérimentalement et avec certitude une valeur de cohésion du troisième corps lors du frottement. Pour faire face à ce problème, une étude paramétrique a donc été menée afin de dégager dans un premier temps les tendances en terme de régime d'accommodation des vitesses.

Sur le plan thermique, trois processus-clefs ont été développés : la génération de la chaleur dans le contact, sa diffusion dans le milieu granulaire et son évacuation dans les premiers corps "continus". La chaleur est directement issue de la puissance mécanique dissipée par les contacts locaux inter-éléments lors du cisaillement. La source de chaleur est alors "volumique". De par l'approche employée, aucune force tangentielle inter-éléments n'a été implémentée dans le modèle, la dissipation est uniquement normale. La chaleur se diffuse ensuite dans le milieu discret ainsi que dans les premiers corps à partir de l'équation classique de la chaleur.

Une validation énergétique et thermique a préalablement été effectuée afin de garantir à la fois l'équilibre et la conservation de l'énergie dans le système ainsi que le bon traitement des phénomènes thermiques.

De l'exploitation mécanique du modèle...

L'étude du rapport entre cohésion locale $\bar{\gamma}_{TC}$ et pression de contact \bar{P}_N a permis de dégager quatre régimes d'accommodation des vitesses du troisième corps. Un cisaillement constant dans toute l'épaisseur du troisième corps correspond au régime dit "fluide", lorsque le rapport $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ est nul ou très faible. Lorsque $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ augmente, des zones travaillant "plastiquement" apparaissent, le régime est alors dit semi-fluide et toute l'épaisseur du troisième corps participe encore à l'accommodation. Pour des rapports $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ élevés, on observe des zones qui travaillent de manière élastique au sein du troisième corps. Le régime est alors élasto-plastique. Enfin, lorsque $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ est très élevé, l'accommodation devient très localisée, le troisième corps travaille élastiquement uniquement avec un comportement de type "adhérence-décollement". Le régime est alors élastique, avec un travail d'accommodation effectué principalement par les complexes de surfaces.

L'augmentation de $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ n'entraîne pas systématiquement une augmentation du coefficient de frottement. Si, à épaisseur de troisième corps cisailée constante, le coefficient de frottement global suit directement l'évolution de ce rapport, lorsque des zones élastiques apparaissent ce dernier tend à diminuer. Deux régimes d'accommodation des vitesses peuvent alors traduire le même coefficient de frottement global mesuré, bien que les rhéologies locales soient complètement différentes. L'étude énergétique montre qu'il est possible de relier le coefficient de frottement global à la quantité de puissance dissipée localement dans le contact. Il existe donc une compétition forte entre l'effet de la cohésion locale et le volume de troisième corps sollicité en cisaillement, notamment en termes énergétiques.

Les différents régimes d'accommodation des vitesses ont aussi pour conséquence d'affecter le profil de génération de la chaleur dans le contact à partir de la puissance dissipée mécaniquement. A gradient de cisaillement constant selon l'épaisseur de troisième corps (régime fluide), la source de chaleur est aussi constante dans cette épaisseur. En revanche, les trois autres régimes font apparaître des dissymétries importantes (dues au gradient de cisaillement non constant) avec une localisation de la source de chaleur proche de la paroi en mouvement. Sur le plan thermique, ce résultat amène donc quelques questionnements sur la notion de coefficients de partage lorsqu'ils sont uniquement fonction des propriétés matériaux (premiers corps) ou des conditions de fonctionnement du système. Cette approche est surtout employée dans les modèles thermiques dits "globaux" qui ne prennent pas en compte la rhéologie particulière du troisième corps.

... à ses conséquences thermiques

Les quatre régimes d'accommodation des vitesses ont des réponses thermiques très différentes. La rhéologie locale du troisième corps (qui détermine les régimes d'accommodation des vitesses des premiers corps) est donc un élément-clé qu'il ne faut pas négliger si l'on veut comprendre la thermique du contact. Si les premiers corps sont de même nature, le régime fluide du troisième corps amène à une égalité des températures de surface (car la source de chaleur est constante dans l'épaisseur du troisième corps et les processus de diffusion sont symétriques). En revanche, les trois autres régimes amènent à des comportements thermiques dissymétriques. Dans le cas du régime semi-fluide, la localisation de la source de chaleur proche de la paroi en mouvement entraîne une température de surface supérieure à celle de la paroi fixe. Il en est de même pour le régime élasto-plastique mais les écarts sont moindres bien que la localisation soit plus prononcée. Cela est notamment dû à l'apparition de glissement à l'interface troisième corps/paroi en mouvement lorsque $\bar{\gamma}_{TC}/\bar{P}_N$ augmente. Ce glissement fait alors naître une compétition entre la localisation de la source de chaleur et la résistance thermique qu'il implique. Pour le régime élastique, où le glissement à l'interface atteint pratiquement 100%, on observe même une inversion de la température de surface maximale : la paroi fixe est plus chaude que la paroi en mouvement bien que la source de chaleur soit proche de cette dernière. Le fort glissement à l'interface implique une forte résistance thermique qui oblige la chaleur à migrer vers les régions les plus conductrices de la chaleur, c'est-à-dire vers le corps fixe.

La prise en considération d'un troisième corps "piégé" dans le contact oblige donc à re-définir la notion de coefficient de partage. Premièrement, pour un même couple de matériaux, il est possible d'obtenir des températures de surface différentes en fonction de la rhéologie du troisième corps. Cela traduit donc que "globalement" les coefficients de partage dépendent fortement du type d'accommodation des vitesses par le troisième corps. Deuxièmement, il a été montré qu'une partie de la chaleur générée dans le contact pouvait y demeurer, s'accumulant dans le troisième corps et participant à son élévation de température propre. Cela explique donc la présence du pic de température à l'intérieur du troisième corps même. En plus des coefficients de partage X_1 et X_2 qui répartissent la chaleur dans les premiers corps (modèles de Blok-Jaeger) et qui – dans certains modèles – évacue la chaleur hors du contact (X_3 , modèles d'Olesiak), il faut considérer un coefficient X_4 supplémentaire qui conserve une partie de la chaleur dans le contact lui-même. La réponse thermique du contact, à savoir l'évolution des températures de surface des premiers corps, la valeur et la position du pic de température dans le troisième corps, est donc gouvernée par le troisième corps.

En partie en fait, car la nature des premiers corps a aussi également une influence très importante sur cette réponse. Si l'on choisit par exemple un premier corps fixe plus diffusif que le corps en mouvement (cuivre contre acier), les dissymétries thermiques du régime semi-fluide évoquées auparavant aboutissent alors à une symétrie thermique avec

des températures de surfaces égales : le corps le plus diffusif “attire” la plus grande part de chaleur bien que cette dernière soit localisée près de l’autre premier corps. Il est donc possible d’avoir “macroscopiquement” des coefficients de partage équivalents bien que les propriétés matériaux soient différentes.

En parallèle au circuit tribologique “mécanique” de Berthier [11] qui schématise les débits de troisième corps dans le contact, il est indispensable de raisonner sur le plan thermique en circuit tribologique “énergétique” qui modélise l’ensemble des flux de chaleur possibles dans un contact. Ce formalisme peut amener à une meilleure représentation des processus thermiques dans les modèles globaux qui font abstraction des phénomènes locaux (Fig.7.28).

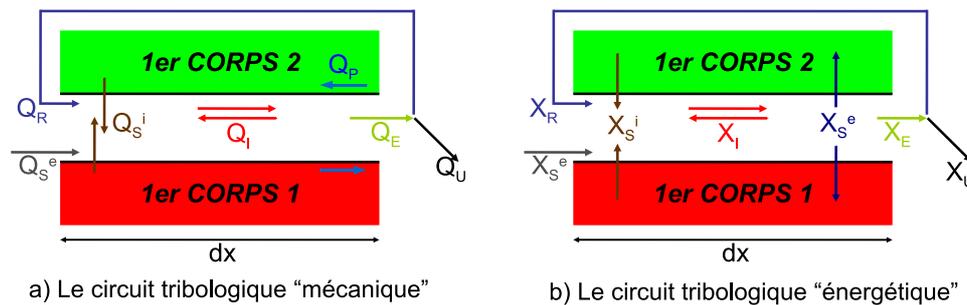


FIG. 7.28: Mise en parallèle du circuit tribologique “mécanique” [11] et du circuit tribologique “énergétique”.

Une nouvelle fois, cette étude montre toute l’importance qu’il faut accorder à l’étude locale du contact et notamment sur la rhéologie et l’influence du troisième corps. Pour un même coefficient de frottement mesuré, les conséquences en termes de température de surface peuvent être différentes. C’est par la prise en compte des propriétés locales du troisième corps que l’on peut expliquer ces phénomènes.

Perspectives

Si à l’heure actuelle il est impossible de mettre en place un banc expérimental qui permette d’observer l’ensemble des phénomènes thermiques locaux qui ont lieu au sein du contact afin de confirmer les résultats numériques de ce travail de thèse, certaines “expériences granulaires” permettent de valider le modèle.

Le modèle expérimental granulaire développé au dernier chapitre apporte des résultats encourageants qui peuvent permettre d’envisager une démarche itérative entre la modélisation et l’expérimentation (notamment pour comprendre l’influence des sollicitations mécaniques sur la thermique du milieu). La taille actuelle des éléments sphériques utili-

sés ne permet pas d'atteindre les régimes fortement cohésifs (régimes élasto-plastiques et élastiques). Le développement d'une cellule de cisaillement de type Sawyer et Tichy [68] mais utilisant des billes de rayons inférieurs au demi-millimètre et associée à des mesures de flux et de températures (via une caméra infra-rouge) permettrait des comparaisons plus fines avec le modèle numérique³.

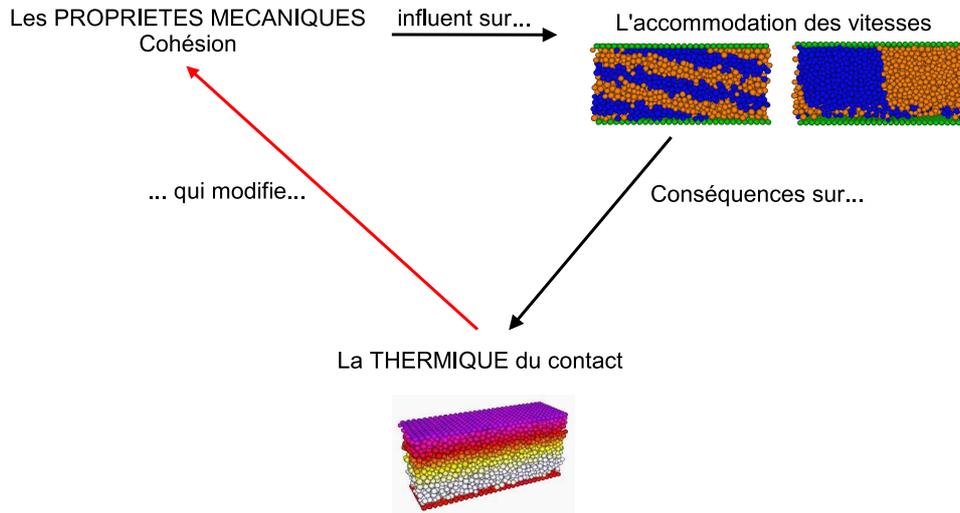


FIG. 7.29: Perspectives envisagées lorsqu'il sera possible de déterminer une relation physique entre les propriétés mécaniques (cohésion) et thermiques au sein du troisième corps.

Sur le plan tribologique, l'objectif est de pouvoir implémenter une loi de contact plus réaliste entre les éléments qui modélisent le troisième corps. Cela passe par la détermination d'une loi cohésive physique, fonction de la température et du taux de cisaillement notamment. Ainsi, le couplage mécano-thermique ne sera plus unilatéral : au lieu d'une influence unique de la mécanique sur la thermique, il sera possible de boucler les phénomènes afin de modifier la mécanique du contact (la cohésion inter-éléments et donc les profils d'accommodation des vitesses) à partir de la thermique (Fig. 7.29). Il sera alors possible d'expliquer un certain nombre de phénomènes tribologiques que l'on peine encore à comprendre comme le dégazage lors du frottement de disques en composite carbone-carbone [28] ou les processus de dilatation thermique lors du frottement [140, 141] par exemple.

Une étude paramétrique devra être menée en fonction des différents couples matériaux en jeu et de la nature du troisième corps. La complexité des phénomènes en s'intéressant uniquement à l'influence de la cohésion locale du troisième corps n'a pas permis de mener une campagne paramétrique plus large sur l'influence des pressions de contact P_N ou des

³Ce banc est actuellement en phase de développement au LaMCoS, INSA-Lyon

vitesses de glissement V_P voire de l'épaisseur du troisième corps.

À court terme, il sera alors possible de déterminer une loi à la fois sur le coefficient de frottement et sur les coefficients de partage pour alimenter de manière plus juste les modèles d'échelle supérieure qui omettent (volontairement ou non) la rhéologie et l'influence directe du troisième corps (couplage faible).

Une autre approche consiste à modéliser l'ensemble du contact par un couplage fort entre éléments finis (pour la modélisation des premiers corps) et éléments discrets (pour le troisième corps) de manière à comprendre finement et "en temps réel" l'influence du comportement à l'interface sur les volumes en présence.

Bibliographie

- [1] D. Dowson, *History of tribology*, Professional engineering publishing, 2nd edition, London, 1998.
- [2] H. A. Blok, Theoretical study of temperature rise at surface at actual contact under oiliness lubricating conditions, *I. Mech. E.* 2, 1937, pp. 222–235.
- [3] J. C. Jaeger, Moving sources of heat and the temperature of sliding contacts, *Proc. R. Soc. N. S. W.* 76, 1942, pp. 203–224.
- [4] J. F. Archard, The temperature of rubbing surfaces, *Wear* 2, 1958/59, pp. 438–455.
- [5] I. L. Ryhming, On temperature and heat source distributions in sliding contact problems, *Acta Mechanica* 32, 1979, pp. 261–274.
- [6] Z. Olesiak, Y. Pyrev, A. Yevtushenko, Determination of temperature and wear during braking, *Wear* 210, 1997, pp. 120–126.
- [7] J. Denape, N. Laraqi, Aspect thermique du frottement : mise en évidence expérimentale et éléments de modélisation, *Mec. Ind.* 1, 2000, pp. 563–579.
- [8] H. A. Blok, The flash temperature concept, *Wear* 6, 1963, pp. 483–494.
- [9] A. J. Day, *Energy transformation at the friction interface of a brake*, Master, Loughborough University of technology, 1983.
- [10] M. Godet, Third body in tribology, *Wear* 136, 1990, pp. 29–45.
- [11] Y. Berthier, *Background on friction and wear*, In : J. Lemaitre, Handbook of materials behavior models, San Diego, Academic Press, 2001, Ch. 8.
- [12] M. Godet, The third-body approach : A mechanical view of wear, *Wear* 100, 1984, pp. 437–452.
- [13] N. Fillot, I. Iordanoff, Y. Berthier, A granular dynamic model for the degradation of material, *ASME J. Tribology* 126, 2004, pp. 606–614.
- [14] Y. Berthier, *Wear : Materials, mechanisms and practice*, In : Gwidon Stachowiack, Chicester, England, Wiley, 2005.
- [15] I. Iordanoff, N. Fillot, Y. Berthier, Numerical study of a thin layer of cohesive particles under plane shearing, *Powder Technology* 159, 2005, pp. 46–54.

-
- [16] M. J. Furey, Surface temperature in sliding contact, *ASLE Trans.* 7, 1964, pp. 133–146.
- [17] F. E. Kennedy, Thermal and thermomechanical effects of dry sliding, *Wear* 100, 1984, pp. 453–476.
- [18] C. Kowandy, C. Richard, Y. M. Chen, J.-J. Tessier, Correlation between the tribological behaviour and wear particle morphology - Case of grey cast iron 250 versus Graphite and PTFE, *Wear* 262, 2007, pp. 996–1006.
- [19] I. Iordanoff, Y. Berthier, S. Descartes, H. Heshmat, A review of recent approaches for modelling solid third bodies, *ASME J. Tribology* 124, 2002, pp. 725–735.
- [20] F. D. Cruz, F. Chevoir, J.-N. Roux, I. Iordanoff, Macroscopic friction of dry granular materials, *30th Leeds-Lyon Symposium on Tribology, Elsevier Tribology Series* 43, 2004, pp. 53–61.
- [21] J.-J. Caubet, *Théorie et pratique industrielle du frottement*, Dunod-Technip, Paris, 1964.
- [22] G. Palazzo, R. Pasquino, N. Bellomo, Temperature fields in machining processes and heat transfer models, *Math. & Comp. Modelling* 35, 2002, pp. 101–109.
- [23] V. Dessoly, S. N. Melkote, C. Lescalier, Modeling and verification of cutting tool temperatures in rotary tool turning of hardened steel, *Int. J. Mach. Tools & Manu.* 44, 2004, pp. 1463–1470.
- [24] D. Ulutan, I. Lazoglu, C. Dinc, Three dimensional temperature predictions in machining processes using finite difference method, *J. Materials Processing Tech.* In Press.
- [25] T. Ozel, The influence of friction models on finite element simulations of machining, *Int. J. Machine Tools and Manufacture* 46, 2006, pp. 518–530.
- [26] M. Nouari, I. Iordanoff, Effect of the third-body particles on the tool-chip contact and tool-wear behaviour during dry cutting of aeronautical titanium alloys, *Tribology Int.* 40, 2007, pp. 1351–1359.
- [27] N. Fillot, I. Iordanoff, Y. Berthier, Modeling third body flows with a discrete element method - a tool for understanding wear with adhesive particles, *Tribology Int.* 40, 2007, pp. 973–981.
- [28] H. Kasem, S. Bonnamy, B. Rousseau, H. Estrade-Szwarckopf, Y. Berthier, P. Jacquemard, Interdependance between wear process, size of detached particles and CO₂ production during carbon/carbon composite friction, *Wear* 263, 2007, pp. 1220–1229.
- [29] T. Ohara, Intermolecular energy transfer in liquid water and its contribution to heat conduction : an intermolecular dynamics study, *J. Chem. Phys.* 111, 1999, pp. 6492–6500.

-
- [30] S. Maruyama, T. Kimura, A study on thermal resistance over a solid-liquid interface by the molecular dynamics method, *Thermal Sci. Eng.* 7(1), 1999, pp. 63–68.
- [31] H. A. Francis, Interfacial temperature distribution within a sliding Hertzian contact, *ASLE Trans.* 14, 1970, pp. 41–54.
- [32] H. A. Abdel-Aal, On the distribution of friction-induced heat in the dry sliding of metallic solid pairs, *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 24(7), 1997, pp. 989–998.
- [33] H. A. Abdel-Aal, Division of frictional heat : the dependence on sliding parameters, *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 26(2), 1999, pp. 279–288.
- [34] R. Komanduri, Z. B. Hou, Analysis of heat partition and temperature distribution in sliding systems, *Wear* 251, 2001, pp. 925–938.
- [35] R. Komanduri, Z. B. Hou, Thermal analysis of dry sleeve bearings - a comparison between analytical, numerical (finite element) and experimental results, *Tribology Int.* 34, 2001, pp. 145–160.
- [36] A. Floquet, D. Play, M. Godet, Surface temperatures in distributed contacts - application to bearing design, *Trans. ASME J. Lubric. Technol.* 99, 1977, pp. 277–283.
- [37] F. Ling, T. E. Simkins, Measurement of pointwise junction condition of temperatures at the interface of two bodies in sliding contact, *Trans. ASME J. Basic Eng.* 85, 1963, pp. 481–487.
- [38] F. F. Ling, S. L. Pu, Probable interface temperatures of solids in sliding contact, *Wear* 7, 1964, pp. 23–34.
- [39] F. F. Ling, *Surface Mechanics*, Wiley Interscience, New York, 1973.
- [40] D. Majcherczak, P. Dufrenoy, Y. Berthier, Experimental thermal study of contact with third body, *Wear* 261, 2006, pp. 467–476.
- [41] D. Majcherczak, P. Dufrenoy, Y. Berthier, Tribological, thermal and mechanical coupling aspects of the dry sliding contact, *Tribology Int.* 40, 2007, pp. 834–843.
- [42] F. E. Kennedy, *Frictional heating and contact temperatures*, In : B. Bhushan, Modern Tribology Handbook, vol. 1, Boca Raton, CRC Press, 2001, pp. 235–272.
- [43] A. Bairi, N. Laraqi, Heat transfer across a solid-solid interface obtained by machining in a lathe, *J. Mat. Processing Tech.* 169, 2005, pp. 89–93.
- [44] M. Dragon-Louiset, C. Stolz, Approche thermodynamique des phénomènes liés à l'usure de contact, *C. R. Acad. Sci. Paris* 327, 1999, pp. 1275–1280.
- [45] M. Dragon-Louiset, On a predictive macroscopic contact-sliding wear model based on micromechanical considerations, *Int. J. Solids Structures* 38(9), 2001, pp. 1625–1639.
- [46] Y. Berthier, *Mécanismes et tribologie*, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1988.

-
- [47] I. Iordanoff, B. Seve, Y. Berthier, Solid third body analysis using a discrete approach : Influence of adhesion and particle size on macroscopic properties, *ASME J. Tribology* 124, 2002, pp. 530–538.
- [48] I. Iordanoff, M. M. Khonsari, Granular lubrication : toward an understanding of the transition between kinetic and quasi-fluid regime, *ASME J. Tribology* 126, 2004, pp. 137–145.
- [49] N. Fillot, *Etude mécanique de l'usure - Modélisation par éléments discrets des débits de troisième corps solide*, Thèse de doctorat, Ecole doctorale MEGA - INSA-Lyon, 2004.
- [50] D. Majcherczak, *Etude thermique d'un contact glissant : approche numérique et expérimentale. Application au freinage*, Thèse de doctorat, Université de Lille 1, 2003.
- [51] I. Iordanoff, Analysis of an aerodynamic compliant foil thrust bearing : method for a rapid design, *ASME J. Tribology* 121, 1999, pp. 816–822.
- [52] C. E. Fanning, T. A. Blanchet, High-temperature evaluation of solid lubricant coatings in a foil thrust bearing, *Wear* 265(7-8), 2008, pp. 1076–1081.
- [53] A. Soom, A. Chopra, In search of dynamic effects in dry sliding friction, *Tribol. & Interface Eng. Series* 39, 2001, pp. 55–59.
- [54] A. H. HajMourad, *Analyse physique de la formation des transformations tribologiques superficielles - Cas des matériaux métalliques sollicités sur un dispositif à enclumes opposées de Bridgman*, Thèse de doctorat, Ecole doctorale MEGA - INSA-Lyon, 2005.
- [55] A. M. Cames-Pintaux, J. P. Padet, Etude des contacts thermiques en régime transitoire. Proposition d'un modèle thermiquement équivalent, *Int. J. Heat Mass Transfer* 23, 1980, pp. 981–990.
- [56] A. J. Day, *Brake interface temperature prediction*, In : Second One-Day Workshop on Disc and Drum Brake Performance, University of Bradford, November 1990.
- [57] M. Gouider, *Tribologie des composites Carbone/Carbone : échelles et contributions relatives de la mécanique et de la physico-chimie*, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2004.
- [58] A. M. Sfarghiu, *Modèle bio-tribologique des articulations. Rôle mécanique et physicochimique des assemblages moléculaires du fluide synovial*, Thèse de doctorat, Ecole doctorale MEGA - INSA-Lyon, 2006.
- [59] H. Heshmat, The quasi-hydrodynamic mechanism of powder lubrication, part iii : On theory and rheology of triboparticles, *Tribol. Trans.* 38(2), 1995, pp. 269–276.
- [60] H. Heshmat, The quasi-hydrodynamic mechanism of powder lubrication, part ii : Lubricant film profile, *Lub. Eng.* 48(5), 1992, pp. 373–383.

-
- [61] H. Heshmat, The quasi-hydrodynamic mechanism of powder lubrication, part i : Lubricant flow visualisation, *Lub. Eng.* 48(2), 1992, pp. 96–104.
- [62] J. T. Jenkins, S. B. Savage, A theory for the rapid flow of identical smooth, nearly elastic particles, *J. Fluid Mechanics* 130, 1983, pp. 187–202.
- [63] K. P. Haff, Grain flow as a fluid mechanical phenomenon, *J. Fluid Mechanics* 134, 1983, pp. 401–430.
- [64] C. K. K. Lun, S. B. Savage, D. J. Jeffrey, N. Chepurnyi, Kinetic theories for granular flows : Inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field, *J. Fluid Mechanics* 140, 1984, pp. 223–256.
- [65] C. M. Yu, K. Graig, J. A. Tichy, Granular collision lubrication, *J. Rheol.* 38(4), 1996, pp. 921–936.
- [66] M. M. Khonsari, On the modelling of multi-body interaction problems in tribology, *Wear* 207(1-2), 1997, pp. 55–62.
- [67] L. Zhou, M. M. Khonsari, Flow characteristics of a powder lubricant sheared between parallel plates, *ASME J. Tribology* 122(1), 2000, pp. 147–155.
- [68] G. Sawyer, J. A. Tichy, Lubrication with granular flow : continuum theory, particle simulation, comparison with experiment, *ASME J. Tribology* 123, 2001, pp. 777–784.
- [69] J. Y. Jang, M. Khonsari, On the role of enduring contact in powder lubrication, *ASME J. Tribology* 128(1), 2006, pp. 168–175.
- [70] P. Cundall, A computer model for simulating progressive large scale movements of blocky rock systems, *Proceedings of the Symposium of the International Society of Rock mechanics* 1, 1971, pp. 132–150.
- [71] H. G. Elrod, *Numerical experiments with flows of elongated granules - Part II*, In : Dowson D. ed. Proc. of the 22nd Leeds-Lyon Symposium on Tribology : The third body concept, 1995.
- [72] P. Dubujet, A. Ghaoudi, M. Chaze, F. Sidoroff, *Particulate and granular simulation of third body behaviour*, In : Dowson D. ed. Proc. of the 22nd Leeds-Lyon Symposium on Tribology : The third body concept, 1995.
- [73] A. A. Lubrecht, C. E. C. Tien, Y. Berthier, *A simple model for granular lubrication*, In : Dowson D. ed. Proc. of the 22nd Leeds-Lyon Symposium on Tribology : The third body concept, 1995.
- [74] GDR-Midi, On dense granular flows, *European Physical J. E.* 14, 2004, pp. 341–365.
- [75] S. Descartes, Y. Berthier, Rheology and flows of solid third bodies : background and application to an MoS1.6 coating, *Wear* 252, 2002, pp. 546–556.
- [76] J. J. Moreau, Some numerical methods in multibody dynamics : Application to granular materials, *Eur. J. Mech. A.* 13(4), 1994, pp. 93–114.

-
- [77] F. Radjai, D. E. Wolf, M. Jean, J. J. Moreau, Bimodal character of stress transmission in granular packings, *Phys. Rev. Lett.* 80, 1998, pp. 61–64.
- [78] M. Jean, The non-smooth contact dynamics method, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 177, 1999, pp. 235–257.
- [79] B. Cambou, M. Jean, *Micromécanique des milieux granulaires*, Hermes Science Publications, Paris, 2001.
- [80] F. Dubois, M. Jean, *LMGC90 une plateforme de développement dédiée à la modélisation des problèmes d'interaction*, In : Actes du sixième colloque national en calcul des structures, Giens, France, 2003.
- [81] M. Renouf, F. Dubois, P. Alart, A parallel version of the non smooth contact dynamics algorithm applied to the simulation of granular media, *J. Comput. Appl. Math.* 168, 2004, pp. 375–382.
- [82] W. L. Vargas, J. J. McCarthy, Heat conduction in granular materials, *AIChE Journal* 47, 2001, pp. 1052–1059.
- [83] W. L. Vargas, J. J. McCarthy, Stress effects on the conductivity of particulate beds, *Chemical Engineering Science* 57, 2002, pp. 3119–3131.
- [84] W. L. Vargas, J. J. McCarthy, Conductivity of granular media with stagnant interstitial fluids via thermal particle dynamics simulation, *Int. J. Heat Mass Transfer* 45, 2002, pp. 4847–4856.
- [85] W. L. Vargas, Fractional diffusion model for force distribution in static granular media, *Phys. Rev. E.* 69, 2003, pp. 021302.
- [86] W. L. Vargas, J. J. McCarthy, Thermal expansion effects and heat conduction in granular materials, *Phys. Rev. E.* 76, 2007, pp. 041301.
- [87] M. Renouf, A. Saulot, Y. Bethier, *Third body flow during a wheel-rail interaction*, In : III European Conference on Computational Mechanics Solids (Portugal), 2006.
- [88] D. Tabor, *Friction as a dissipative process*, In : I. L. Singer, H. M. Pollock, Fundamentals in friction : macroscopic and microscopic processes, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 1992, pp. 3–24.
- [89] K. Hayashi, N. Saduko, T. Kawai, A new measure of local temperature distribution in non-equilibrium molecular dynamics simulation of friction, *Surface and Coatings Technology* 83, 1996, pp. 313–316.
- [90] P. Chantrenne, M. Raynaud, A microscopic thermal model for dry sliding contact, *Int. J. Heat Mass Transfer* 40(5), 1997, pp. 1083–1094.
- [91] P. Chantrenne, S. Volz, Introduction à la dynamique moléculaire, *Technique de l'Ingénieur, traité Génie énergétique* BE 8 290, 2000, pp. 1–20.
- [92] P. Chantrenne, M. Raynaud, Study of a macroscopic sliding contact thermal model from microscopic models, *Int. J. Therm. Sci.* 40, 2001, pp. 603–620.

-
- [93] P. Chantrenne, M. Raynaud, P. C. Clapp, J. Rifkin, C. S. Becquart, Molecular dynamics simulations of friction, *Heat & Tech.* 18(1), 2000, pp. 49–56.
- [94] C. E. C. Tien, *Simulation numérique du comportement d'un film mince granulaire cisailé en fonction de la rugosité des parois et de la forme des granules*, Thèse de doctorat, Ecole doctorale MEGA - INSA-Lyon, 1998.
- [95] L. Verlet, Computer experiments on classical fluids. I. Thermodynamical properties of Lennard-Jones molecules, *Physical Review D*, 1967, pp. 98–103.
- [96] G. Saussine, *Contribution à la modélisation de granulats tridimensionnels : application au ballast*, Thèse de doctorat, LMGC Montpellier, 2004.
- [97] I. Iordanoff, *Modélisation du comportement tribologique des troisièmes corps solides et gazeux*, HDR, INSA Lyon, Université Claude Bernard, 2004.
- [98] A. R. Tholen, *Particle-particle interaction in granular material*, In : I. L. Singer, H. M. Pollock, Fundamentals in friction : macroscopic and microscopic processes, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 1992, pp. 95–110.
- [99] D. Zhang, W. J. Whiten, The calculation of contact forces between particles using spring and damping models, *Powder Technology* 88, 1996, pp. 59–64.
- [100] B. N. Asmar, P. A. Langston, A. J. Matchett, J. K. Walters, Validation tests on a distinct element model of vibrating cohesive particle systems, *Comp. & Chemical Eng.* 26, 2002, pp. 785–802.
- [101] A. D. Renzo, P. D. Maio, Comparison of contact-force models for the simulation of collisions in DEM-based granular flow codes, *Chem. Eng. Sc.* 59, 2004, pp. 525–541.
- [102] K. Mao, M. Wang, Z. Xu, T. Chen, DEM simulations of particle damping, *Powder Technology* 142, 2004, pp. 154–165.
- [103] F. D. Cruz, *Écoulement de grains secs : Frottement et blocage*, Thèse de doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, 2004.
- [104] F. Radjai, M. Jean, J. J. Moreau, S. Roux, Force distributions in dense two-dimensional granular systems, *Phys. Rev. Let.* 77, 1996, pp. 274–277.
- [105] T. Elperin, E. Golshtein, Comparison of different models for tangential forces using the particle dynamics method, *Physica A* 242, 1997, pp. 332–340.
- [106] F. Radjai, Multicontact dynamics of granular systems, *Computer Physics Communications* 121-122, 1999, pp. 294–298.
- [107] M. Dutt, B. Hancock, C. Bentham, J. Elliott, An implementation of granular dynamics for simulating frictional elastic particles based on the DL POLY code, *Comp. Phys. Comm.* 166, 2005, pp. 26–44.
- [108] A. Schallamach, How does rubber slide ?, *Wear* 17, 1971, pp. 301–312.
- [109] V. Linck, G. Bayada, L. Baillet, T. Sassi, J. Sabil, Finite element analysis of a contact with friction between an elastic body and a thin soft layer, *ASME J. Tribology* 127, 2005, pp. 461–468.

-
- [110] R. B. K. Craig, G. Domoto, An experimental study of the rapid flow of dry cohesionless metal powders, *ASME J. Appl. Mech.* 53, 1986, pp. 935–942.
- [111] K. N. Elkholy, M. M. Khonsari, Granular collision lubrication : experimental investigation and comparison to theory, *ASME J. Tribology* 129, 2007, pp. 923–932.
- [112] D. Courteille, *Bilan énergétique d'un contact en cisaillement simple*, Master, Ecole doctorale MEGA - INSA-Lyon, 2003.
- [113] R. Holm, *Electric contacts : theory and application*, Springer-Vergal, Berlin, 1967.
- [114] M. M. Yovanovitch, Thermal contact resistance across elastically deformed spheres, *J. Spacecraft Rockets* 4, 1967, pp. 119.
- [115] G. K. Batchelor, R. W. O'Brien, Thermal or electrical conduction through a granular material, *Proceeding of the Royal Society of London, Mathematical and Physical Sciences*, 355, 1977, pp. 313–333.
- [116] C. Cogné, J. Fortin, M. Guieussasma, E. Bellenger, P. Coorevits, Modélisation de la thermomécanique dans un système multi-contact, *Actes du 8e colloque en calcul des structures* 1, 2007, pp. 301–306.
- [117] W. W. M. Siu, S.-K. Lee, Effective conductivity computation of a packed bed using constriction resistance and contact angle effects, *Int. J. Heat Mass Transfer* 43, 2000, pp. 3917–3924.
- [118] W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, G. L. Abbot, Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity, *J. Appl. Physics* 32(9), 1961, pp. 1679–1684.
- [119] A. Degiovanni, Diffusivité et méthode flash, *Rev. Gén. Therm.* 185, 1977, pp. 417–442.
- [120] B. Hay, J.-R. Filtz, J.-C. Batsale, Mesure de la diffusivité thermique par la méthode flash, *Technique de l'Ingénieur* R 2 955, 2004, pp. 1–12.
- [121] M. Filali, *Conductivité thermique apparente des milieux granulaires soumis à des contraintes mécaniques : modélisation et mesures*, Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse, 2006.
- [122] S. Bories, M. Prat, Transferts de chaleur dans les milieux poreux, *Technique de l'Ingénieur* BE 8 250, 1995, pp. 1–33.
- [123] G. Bisson, Mesure des températures par méthodes repères, *Technique de l'Ingénieur* R2650, 2001, pp. 1–4.
- [124] T. Hashimoto, J. Morikawa, Two-dimensional thermal analysis on freezing of onion epidermal cell by high-speed infrared microscopic camera, *Jpn. J. Appl. Phys.* 42, 2003, pp. 706–708.
- [125] J. Morikawa, T. Hashimoto, T. Eto, *Two-dimensional thermal analysis of organic materials by IR thermography*, In : QIRT Congress, Padova, Italie, 2006.

-
- [126] C. Pradere, J. Toutain, J. Batsale, J. Morikawa, E. Hayakawa, T. Hashimoto, *Micro-scale thermography of freezing biological cells in view of cryopreservation*, In : QIRT Congress, Cracovie, Pologne, 2008.
- [127] S. VanHuffel, J. Vandewalle, *The total least squares problem - Computational aspects and analysis*, In : Society for industrial and applied mathematics, Philadelphie (USA), 1991.
- [128] W. M. Thomas, *Friction stir butt welding*, In : Patent application GB9125978.8, Vol. 6, 1991.
- [129] G. Sylva, R. Edwards, T. Sassa, *A feasibility study for self reacting pin tool welding of thin section aluminium*, In : 5th International FSW Symposium, Metz, France, 2004.
- [130] F. Marie, B. E. D. Allehaux, *Development of the bobbin tool technique on various aluminium alloys*, In : 5th International FSW Symposium, Metz, France, 2004.
- [131] P. Heurtier, M. J. Jones, C. Desrayaud, F. M. J. H. Driver, D. Allehaux, Mechanical and thermal modelling of friction stir welding, *J. Mat. Processing Tech.* 171, 2006, pp. 348–357.
- [132] H. R. Shercliff, P. A. Colegrove, *Modelling of friction stir welding*, In : 6th International Conference on Numerical Analysis of Weldability, 2001.
- [133] M. Song, R. Kovacevic, Thermal modelling of friction stir welding in a moving coordinate system and its validation, *Int. J. Mach. Tool Manuf.* 43(6), 2003, pp. 605–615.
- [134] I. Iordanoff, D. Richard, S. Tcherniaieff, *Discrete element method, a tool to investigate contacts in material forming*, In : Esaform, Lyon, France, 2008.
- [135] P. Podra, S. Andersson, Wear simulation with the Winkler surface model, *Wear* 207, 1997, pp. 79–85.
- [136] M. Oqvist, Numerical simulations of mild wear using updated geometry with different size approaches, *Wear* 249, 2001, pp. 6–11.
- [137] J. F. Archard, Contact and rubbing of flat surfaces, *J. Appl. Phys.* 24, 1953, pp. 981–988.
- [138] M. S. Bingley, D. Roniotis, *A comparison of two-body and three-body abrasive wear in various wet and dry environments*, In : S. GW (Ed.), Proceedings of the sixth international tribology conference, Perth (Australie), 2002.
- [139] D. V. DePellegrin, G. W. Stachowiak, Sharpness of abrasive particles and surfaces, *Wear* 256(6), 2004, pp. 614–622.
- [140] C. Girard, *Frottement intérieur d'origine thermique de composites à matrice de base aluminium : étude expérimentale et simulation numérique*, Thèse de doctorat, Ecole doctorale MEGA, INSA-Lyon, 1994.

- [141] S. Luding, K. Manetsberger, J. Mullers, A discrete model for long time sintering, *J. Mechanics Phys. of Solids* 53(2), 2005, pp. 455–491.