

## THESE

présentée devant  
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Ecole doctorale des sciences pour l'ingénieur de Lyon :  
Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)  
Spécialité : Mécanique

pour obtenir  
le grade de docteur

Par

**Nicolas FILLOT**

(Ingénieur INSA Lyon)

## ETUDE MÉCANIQUE DE L'USURE - Modélisation par Eléments Discrets des débits de troisième corps solide -

Soutenue le 18 octobre 2004 devant la commission d'examen

**Jury MM.**

---

BERTHIER Y.	Directeur de Recherche CNRS	LaMCoS - INSA Lyon	Directeur
CHEVOIR F.	Ing. en Chef des Ponts et Ch.	LMSGC	
IORDANOFF I.	Maître de Conférence	LaMCoS - INSA Lyon	
PAULMIER D.	Professeur	LPMM - INPL	Président
RADJAI F.	Directeur de Recherche CNRS	LMGC - Univ. Montpellier II	Rapporteur
SOOM A.	Professeur	Univ. at Buffalo (N.Y., USA)	Rapporteur

**Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Solides  
(LaMCoS) de L'INSA de Lyon**

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
	<b>CHIMIE DE LYON</b>	<b>M. Denis SINOU</b> Université Claude Bernard Lyon 1 Lab Synthèse Asymétrique UMR UCB/CNRS 5622 Bât 308 2 <sup>ème</sup> étage 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.44.81.83 <a href="mailto:sinou@univ-lyon1.fr">sinou@univ-lyon1.fr</a>
<b>E2MC</b>	<b>ECONOMIE, ESPACE ET MODELISATION DES COMPORTEMENTS</b>	<b>M. Alain BONNAFOUS</b> Université Lyon 2 14 avenue Berthelot MRASH Laboratoire d'Economie des Transports 69363 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 <a href="mailto:Alain.Bonnafous@mrash.fr">Alain.Bonnafous@mrash.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b>	<b>M. Daniel BARBIER</b> INSA DE LYON Laboratoire Physique de la Matière Bâtiment Blaise Pascal 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.64.43 <a href="mailto:Daniel.Barbier@insa-lyon.fr">Daniel.Barbier@insa-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b> <a href="http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2">http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2</a>	<b>M. Jean-Pierre FLANDROIS</b> UMR 5558 Biométrie et Biologie Evolutive Equipe Dynamique des Populations Bactériennes Faculté de Médecine Lyon-Sud Laboratoire de Bactériologie BP 1269600 OULLINS Tél : 04.78.86.31.50 <a href="mailto:Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr">Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr</a>
<b>EDIIS</b>	<b>INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE</b> <a href="http://www.insa-lyon.fr/ediis">http://www.insa-lyon.fr/ediis</a>	<b>M. Lionel BRUNIE</b> INSA DE LYON EDIIS Bâtiment Blaise Pascal 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.60.55 <a href="mailto:lbrunie@if.insa-lyon.fr">lbrunie@if.insa-lyon.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE</b> <a href="http://www.ibcp.fr/ediss">http://www.ibcp.fr/ediss</a>	<b>M. Alain Jean COZZONE</b> IBCP (UCBL1) 7 passage du Vercors 69367 LYON Cedex 07 Tél : 04.72.72.26.75 <a href="mailto:cozzone@ibcp.fr">cozzone@ibcp.fr</a>
	<b>MATERIAUX DE LYON</b> <a href="http://www.ec-lyon.fr/sites/edml">http://www.ec-lyon.fr/sites/edml</a>	<b>M. Jacques JOSEPH</b> Ecole Centrale de Lyon Lab. Sciences et Techniques des Matériaux et des Surfaces Bât F7 36 Avenue Guy de Collongue BP 163 69131 ECULLY Cedex Tél : 04.72.18.62.51 <a href="mailto:Jacques.Joseph@ec-lyon.fr">Jacques.Joseph@ec-lyon.fr</a>
<b>Math IF</b>	<b>MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE</b> <a href="http://www.ens-lyon.fr/MathIS">http://www.ens-lyon.fr/MathIS</a>	<b>M. Franck WAGNER</b> Université Claude Bernard Lyon1 Institut Girard Desargues UMR 5028 MATHEMATIQUES Bâtiment Doyen Jean Braconnier, Bureau 101 Bis, 1 <sup>er</sup> étage 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.27.86 <a href="mailto:wagner@desargues.univ-lyon1.fr">wagner@desargues.univ-lyon1.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b> <a href="http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/MEGA/index.html">http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/MEGA/index.html</a>	<b>M. François SIDOROFF</b> Ecole Centrale de Lyon Lab. Tribologie et Dynamique des Systèmes Bât G8 36 avenue Guy de Collongue BP 163 69131 ECULLY Cedex Tél : 04.72.18.62.14 <a href="mailto:Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr">Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr</a>

Novembre 2003

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : STORCK A.

Professeurs :

AMGHAR Y.	LIRIS
AUDISIO S.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
BABOT D.	CONT. NON DESTR. PAR RAYONNEMENTS IONISANTS
BABOUX J.C.	GEMPPM***
BALLAND B.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BAPTISTE P.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BARBIER D.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BASKURT A.	LIRIS
BASTIDE J.P.	LAEPSI****
BAYADA G.	LaMCoS
BENADDA B.	LAEPSI****
BETEMPS M.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
BIENNIER F.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BLANCHARD J.M.	LAEPSI****
BOISSE P.	LAMCOS*****
BOISSON C.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
BOIVIN M. (Prof. émérite)	LAMCOS*****
BOTTA H.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOTTA-ZIMMERMANN M. (Mme)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOULAYE G. (Prof. émérite)	INFORMATIQUE
BOYER J.C.	LAMCOS*****
BRAU J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique du bâtiment
BREMOND G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BRISSAUD M.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
BRUNET M.	LAMCOS*****
BRUNIE L.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
BUFFIERE J-Y.	GEMPPM***
BUREAU J.C.	CEGELY*
CAMPAGNE J-P.	PRISMA
CAVILLE J.Y.	GEMPPM***
CHAMPAGNE J-Y.	LMFA
CHANTE J.P.	CEGELY*- Composants de puissance et applications
CHOCAT B.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
COMBESURE A.	LAMCOS*****
COURBON	GEMPPM
COUSIN M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
DAUMAS F. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et Thermique
DJERAN-MAIGRE I.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL
DOUTHEAU A.	CHIMIE ORGANIQUE
DUBUY-MASSARD N.	ESCHIL
DUFOUR R.	MECANIQUE DES STRUCTURES
DUPUY J.C.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
EMPTOZ H.	RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION
ESNOUF C.	GEMPPM***
EYRAUD L. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
FANTOZZI G.	GEMPPM***
FAVREL J.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
FAYARD J.M.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
FAYET M. (Prof. émérite)	LAMCOS*****
FAZEKAS A.	GEMPPM
FERRARIS-BESSO G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
FLAMAND L.	LAMCOS*****
FLEURY E.	CITI
FLORY A.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATIONS
FOUGERES R.	GEMPPM***
FOUQUET F.	GEMPPM***
FRECON L. (Prof. émérite)	REGROUPEMENT DES ENSEIGNANTS CHERCHEURS ISOLES
GERARD J.F.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
GERMAIN P.	LAEPSI****
GIMENEZ G.	CREATIS**
GOBIN P.F. (Prof. émérite)	GEMPPM***
GONNARD P.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GONTRAND M.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GOUTTE R. (Prof. émérite)	CREATIS**
GOUJON L.	GEMPPM***
GOURDON R.	LAEPSI****
GRANGE G. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GUENIN G.	GEMPPM***

**GUICHARDANT M.**  
**GUILLOT G.**  
**GUINET A.**  
**GUYADER J.L.**  
**GUYOMAR D.**  
**HEIBIG A.**  
**JACQUET-RICHARDET G.**  
**JAYET Y.**  
**JOLION J.M.**  
**JULLIEN J.F.**  
**JUTARD A.** (Prof. émérite)  
**KASTNER R.**  
**KOULOUMDJIAN J.** (Prof. émérite)  
**LAGARDE M.**  
**LALANNE M.** (Prof. émérite)  
**LALLEMAND A.**  
**LALLEMAND M.** (Mme)  
**LAREAL P.** (Prof. émérite)  
**LAUGIER A.** (Prof. émérite)  
**LAUGIER C.**  
**LAURINI R.**  
**LEJEUNE P.**  
**LUBRECHT A.**  
**MASSARD N.**  
**MAZILLE H.** (Prof. émérite)  
**MERLE P.**  
**MERLIN J.**  
**MIGNOTTE A.** (Mle)  
**MILLET J.P.**  
**MIRAMOND M.**  
**MOREL R.** (Prof. émérite)  
**MOSZKOWICZ P.**  
**NARDON P.** (Prof. émérite)  
**NAVARRO Alain** (Prof. émérite)  
**NELIAS D.**  
**NIEL E.**  
**NORMAND B.**  
**NORTIER P.**  
**ODET C.**  
**OTTERBEIN M.** (Prof. émérite)  
**PARIZET E.**  
**PASCAULT J.P.**  
**PAVIC G.**  
**PECORARO S.**  
**PELLETIER J.M.**  
**PERA J.**  
**PERRIAT P.**  
**PERRIN J.**  
**PINARD P.** (Prof. émérite)  
**PINON J.M.**  
**PONCET A.**  
**POUSIN J.**  
**PREVOT P.**  
**PROST R.**  
**RAYNAUD M.**  
**REDARCE H.**  
**RETIF J-M.**  
**REYNOUARD J.M.**  
**RICHARD C.**  
**RIGAL J.F.**  
**RIEUTORD E.** (Prof. émérite)  
**ROBERT-BAUDOY J.** (Mme) (Prof. émérite)  
**ROUBY D.**  
**ROUX J.J.**  
**RUBEL P.**  
**SACADURA J.F.**  
**SAUTEREAU H.**  
**SCAVARDA S.** (Prof. émérite)  
**SOUIFI A.**  
**SOUROUILLE J.L.**  
**THOMASSET D.**  
**THUDEROZ C.**  
**UBEDA S.**  
**VELEX P.**  
**VERMANDE P.** (Prof émérite)

BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS  
 VIBRATIONS-ACOUSTIQUE  
 GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE  
 MATHEMATIQUE APPLIQUEES DE LYON  
 MECANIQUE DES STRUCTURES  
 GEMPPM\*\*\*  
 RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique  
 INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION  
 BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE  
 MECANIQUE DES STRUCTURES  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE  
 INFORMATIQUE EN IMAGE ET SYSTEMES D'INFORMATION  
 UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE  
 LAMCOS\*\*\*\*\*  
 INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE  
 PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE  
 GEMPPM\*\*\*  
 GEMPPM\*\*\*  
 INGENIERIE, INFORMATIQUE INDUSTRIELLE  
 PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine  
 MECANIQUE DES FLUIDES ET D'ACOUSTIQUES  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 LAMCOS\*\*\*\*\*  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 GEMPPM  
 DREP  
 CREATIS\*\*  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 VIBRATIONS-ACOUSTIQUE  
 INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES  
 VIBRATIONS-ACOUSTIQUE  
 GEMPPM  
 GEMPPM\*\*\*  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Matériaux  
 GEMPPM\*\*\*  
 INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE  
 INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE  
 CREATIS\*\*  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 CEGELY\*  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures  
 LGEF  
 LAMCOS\*\*\*\*\*  
 MECANIQUE DES FLUIDES  
 GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES  
 GEMPPM\*\*\*  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON – Thermique de l'Habitat  
 INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux  
 INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 INGENIERIE INFORMATIQUE INDUSTRIELLE  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 ESCHIL – Equipe Sciences Humaines de l'Insa de Lyon  
 CENTRE D'INNOV. EN TELECOM ET INTEGRATION DE SERVICES  
 LAMCOS\*\*\*\*\*  
 LAEPSI

VIGIER G.  
VINCENT A.  
VRAY D.  
VUILLERMOZ P.L. (Prof. émérite)

GEMPPM\*\*\*  
GEMPPM\*\*\*  
CREATIS\*\*  
PHYSIQUE DE LA MATIERE

*Directeurs de recherche C.N.R.S. :*

BERTHIER Y.  
CONDEMINÉ G.  
COTTE-PATAT N. (Mme)  
ESCUDIE D. (Mme)  
FRANCIOSI P.  
MANDRAND M.A. (Mme)  
POUSIN G.  
ROCHE A.  
SEGUELA A.  
VERGNE P.

LAMCOS\*\*\*\*\*  
UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE  
UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE  
CENTRE DE THERMIQUE DE LYON  
GEMPPM\*\*\*  
UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE  
BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE  
INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES  
GEMPPM\*\*\*  
LAMCOS\*\*\*\*\*

*Directeurs de recherche I.N.R.A. :*

FEBVAY G.  
GRENIER S.  
RAHBE Y.

BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS  
BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS  
BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS

*Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :*

KOBAYASHI T.  
PRIGENT A.F. (Mme)  
MAGNIN I. (Mme)

PLM  
BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE  
CREATIS\*\*

\* CEGELY                   CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON  
\*\* CREATIS                CENTRE DE RECHERCHE ET D'APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L'IMAGE ET DU SIGNAL  
\*\*\*GEMPPM                GROUPE D'ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX  
\*\*\*\*LAEPSI                LABORATOIRE D'ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCEDES ET SYSTEMES INDUSTRIELS  
\*\*\*\*\* LAMCOS            LABORATOIRE DE MECANIQUE DES CONTACTS ET DES SOLIDES

# Avant propos

Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Solides, dirigé par Monsieur le Professeur A. Combescure.

Elle est issue d'une thématique forte de modélisation numérique de l'équipe "Tribologie et Mécanique des Interfaces", et plus particulièrement du groupe "Frottement, usure et lubrification solide", mené avec dynamisme par Monsieur Y. Berthier, Directeur de Recherche au CNRS, qui a dirigé ma thèse.

Mes remerciements iront à Monsieur I. Iordanoff, Maître de Conférence, qui a participé très activement à mon encadrement. Il fut, pendant trois ans, autant un soutien scientifique que moral.

Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur D. Paulmier d'avoir accepté la charge de président du jury et je remercie également Monsieur F. Chevoir, pour sa présence dans le jury, ainsi que Messieurs F. Radjai et A. Soom, qui ont, de plus, accepté la charge de rapporteur.

L'évolution du modèle numérique, présenté ici, a été possible grâce aux travaux de B. Sève, A. Saulot, C. Safon et bien d'autres.

Les essais expérimentaux n'auraient pas pu voir le jour sans le soutien de C. Godeau et le travail sérieux de Anca-Iulia Biolan.

Trois années de thèse laissent derrière elles un flot de connaissances amicales, de la petite troupe de Jussieu aux collègues moniteurs du CIES de Lyon, qu'il serait long d'énumérer ici.

J'ai une pensée particulière pour ma famille, qui m'a toujours encouragé, et dont je suis très reconnaissant.

Un grand merci enfin à Louise-Anne, et non des moindres, pour les corrections orthographiques ... et tout le reste !

# Résumé

Les études expérimentales de l'usure se heurtent aux difficultés d'instrumentation in situ des contacts, pénalisant le découplage des paramètres qui gouvernent ce phénomène.

Pour contourner ces difficultés, des simulations numériques sont construites, et deviennent un véritable outil de compréhension de l'usure, première étape vers une modélisation prédictive. Pour cela les deux corps en contact et les particules qui en sont issues (troisième corps) sont modélisés par des éléments discrets.

Validé expérimentalement, cet outil a permis d'établir des relations entre la production (débit source) et l'éjection (débit d'usure) de particules, et la quantité de troisième corps piégée dans le contact (débit interne). L'écriture de l'équilibre massique de ces débits aboutit à un modèle analytique simple qui repositionne une grande partie des lois classiques d'usure en ajoutant au phénomène de détachement de particules la problématique de l'écoulement de matière à l'intérieur du contact.

# Abstract

Mechanical study of wear  
- Modeling the flows of solid third body by discrete elements -

The experimental works on wear are come up against the difficulties of in situ instrumentation of the contacts, penalizing the decoupling of the parameters which control this phenomenon.

To circumvent these difficulties, numerical simulations are built, and become a real tool for the comprehension of wear, first stage towards a predictive modeling. To do that that, the two bodies in contact and the detached particles (third body) are modeled by discrete elements.

Validated with real experiments, this numerical tool has enabled establishment of relations between the production (source flow) and the ejection (wear flow) of particles, and the quantity of third body trapped in the contact (internal flow). The writing of the mass balance of these flows leads to a simple analytical model that repositions a great part of the traditional wear laws by adding to the phenomenon of particle detachment the problems of matter flow inside the contact.

# Sommaire

INTRODUCTION .....	13
--------------------	----

<b>Partie A : L'usure - Panorama et défis actuels .....</b>	<b>15</b>
---	-----------

<b>1. ETAT DES LIEUX .....</b>	<b>16</b>
1.1 Un peu d'Histoire de la tribologie .....	16
1.2 Mécanismes d'usure .....	17
<i>Usure abrasive</i> .....	17
<i>Usure adhésive</i> .....	17
<i>Usure corrosive (ou tribochimique)</i> .....	18
<i>Usure par fatigue</i> .....	18
1.3 Lois d'usure .....	18
1.4 Cartes d'usure .....	19
1.5 Conclusion .....	20
<b>2. LES OUTILS POUR AVANCER.....</b>	<b>21</b>
2.1 Le concept de troisième corps .....	21
2.2 Les outils conceptuels pour la lubrification solide .....	22
<i>Les difficultés liées aux troisièmes corps solides</i> .....	22
<i>Une démarche appropriée</i> .....	23
2.3 Vers des modélisations numériques .....	25

<b>Partie B : Développement des outils d'investigation.....</b>	<b>27</b>
---	-----------

<b>B1 : L'outil numérique .....</b>	<b>28</b>
-------------------------------------	-----------

<b>1. MODÉLISATION NUMÉRIQUE D'UN CONTACT AVEC TROISIÈME CORPS .....</b>	<b>29</b>
1.1 Quel modèle pour le troisième corps ? .....	29
1.1.1 Le modèle quasi-hydrodynamique .....	29
1.1.2 Le modèle cinétique .....	29
1.1.3 Le modèle éléments discrets .....	30
1.1.4 Notre choix.....	30
1.2 Description géométrique et conditions aux limites .....	31
1.2.1 Les particules de troisième corps .....	31

1.2.2 Les premiers corps .....	31
1.2.3 Les conditions aux limites .....	32
1.2.4 Les conditions initiales .....	34
1.3. Algorithme de calcul .....	35
1.3.1 Recherche des contacts .....	36
<i>Définition d'un contact</i> .....	36
<i>Recherche des interpénétrations</i> .....	37
1.3.2 Forces de contact.....	38
<i>Efforts normaux, adhésifs</i> .....	38
<i>Frottement entre sphères</i> .....	40
1.3.3 Bilan des forces et calcul des accélérations .....	41
1.3.4 Calcul des vitesses et des positions.....	42
1.4 Etude analytique du modèle .....	42
1.4.1 Paramètres clefs .....	42
<i>Cohésion du troisième corps</i> .....	43
<i>Vitesse de glissement</i> .....	43
<i>Pression de contact</i> .....	45
1.4.2 Adimensionnement .....	47
1.4.3 Précautions numériques .....	48
<i>Mécanique des Solides indéformables</i> .....	48
<i>Tribologie ou Vibrations</i> .....	48
1.4.4 Echantillonnage.....	49
1.4.5 Pas de temps.....	49
<b><u>2. MODÉLISATION NUMÉRIQUE DU DÉTACHEMENT DE PARTICULES .....</u></b>	<b><u>51</u></b>
2.1 Quel type de modélisation pour un premier corps « dégradable » ? .....	51
2.1.1 Une alternative à la FEM .....	51
2.1.2 Représentativité du matériau « dégradable » .....	52
2.2 Définition du premier corps dégradable.....	53
2.3 Les liaisons entre sphères du matériau granulaire.....	56
2.3.1 Gestion numérique des liaisons .....	56
2.3.2 Types de liaisons.....	56
<i>Liaisons « souples »</i> .....	57
<i>Liaisons de « Delenne »</i> .....	58
<i>Liaisons avec élastique</i> .....	60
2.4 Le détachement des particules.....	61
2.4.1 Paramètres caractéristiques du premier corps dégradable .....	61
2.4.2 Nature physique des interactions .....	63
2.4.3 Sphères de troisième corps et « amas » de sphères.....	63
2.4.4 Décompte des particules de troisième corps.....	64
2.5 Vers des simulations de l'usure .....	65
2.6 Sorties du modèle – Mesures numériques .....	66
2.6.1 Les Débits .....	66
2.6.2 Frottement macroscopique.....	67
2.6.3 Fraction solide.....	68
2.6.4 Contraintes .....	69

2.6.5 Déformations.....	69
<b>B2 : L’outil expérimental .....</b>	<b>70</b>
<b>1. CAHIER DES CHARGES .....</b>	<b>71</b>
1.1 Les paramètres imposés.....	71
1.2 Choix du type de contact .....	71
1.3 Les paramètres mesurés.....	72
<b>2. DESCRIPTION.....</b>	<b>73</b>
2.1 Les premiers corps.....	73
2.1.1 Le premier corps dégradable.....	73
2.1.2 Le premier corps non dégradable.....	74
2.2 Géométries du contact .....	74
2.2.1 Contact fermé.....	75
2.2.2 Contact ouvert.....	77
2.3 Le dispositif .....	77
2.3.1 La machine.....	77
2.3.2 Eprouvette supérieure (dégradable).....	78
2.3.3 Eprouvette inférieure (non dégradable) .....	79
<i>Pour un contact fermé.....</i>	<i>79</i>
<i>Pour un contact ouvert.....</i>	<i>80</i>
2.3.4 Montage et figures récapitulatives .....	81
2.4 Sollicitations et environnement du contact .....	83
2.4.1 Pression.....	83
2.4.2 Vitesse.....	84
2.4.3 Environnement.....	85
2.5 Mode opératoire.....	85
<b>Partie C : Analyse des investigations .....</b>	<b>87</b>
<b>1. ANALYSE DU DÉTACHEMENT DES PARTICULES. CONTACT FERMÉ. ....</b>	<b>88</b>
1.1 Evolution du débit source de troisième corps .....	88
1.1.1 Phases de dégradation.....	88
<i>« Fissuration » .....</i>	<i>90</i>
<i>Apparition des premières particules de troisième corps.....</i>	<i>90</i>
<i>Séparation des premiers corps.....</i>	<i>91</i>
<i>Arrachement de « rugosités » .....</i>	<i>92</i>
<i>Couche stable de troisième corps .....</i>	<i>92</i>
1.1.2 Débit source et quantité de troisième corps .....	92
1.1.3 Robustesse des résultats. Discussion. ....	94
<i>Expériences numériques.....</i>	<i>94</i>
<i>Confirmation expérimentale.....</i>	<i>97</i>
1.1.4 Analyse des contraintes.....	100

<i>Contraintes dans le matériau granulaire</i> .....	101
<i>Contraintes et dégradation</i> .....	102
1.2 Etude paramétrique sur la quantité stable de troisième corps .....	105
1.2.1 Influence des matériaux .....	105
1.2.2 Influence du mécanisme .....	105
<i>Détachements de particules dus à la pression et à la vitesse de glissement</i> .....	105
<i>Frottement et dégradation</i> .....	108
1.2.3 Influence de la rhéologie du troisième corps .....	111
<i>Effet de l'adhésion entre particules</i> .....	111
<i>Effet de l'amortissement</i> .....	113
<i>Rhéologie du troisième corps et frottement</i> .....	115
1.3 Synthèse des résultats sur le détachement de particules .....	117
<b>2. ANALYSE DE L'USURE</b> .....	<b>118</b>
2.1 Usure « artificielle » et contraintes dans les premiers corps .....	118
2.2 Usure naturelle : évolution des débits de troisième corps.....	121
2.2.1 Investigation numérique.....	121
2.2.2 Investigation expérimentale .....	123
2.3 Etude paramétrique sur l'usure.....	124
2.3.1 Influence de la géométrie du contact .....	124
<i>Simulations numériques</i> .....	124
<i>Confirmation expérimentale</i> .....	126
2.3.2 Influence de l'adhésion entre particules .....	127
<i>Constat</i> .....	127
<i>Concevoir un contact avec des particules adhésives</i> .....	130
2.4 Synthèse des résultats sur l'usure .....	131
<b>Partie D : Construction d'une loi d'usure qualitative prenant en compte le détachement et l'écoulement des particules de troisième corps</b> .....	<b>133</b>

<b><u>1. ETUDES SÉPARÉES DU DÉTACHEMENT DE PARTICULES ET DE LEUR ÉJECTION, MENANT À L'ÉTABLISSEMENT D'UNE LOI D'USURE.</u></b> .....	<b>134</b>
1.1 Le débit source.....	134
1.1.1 Rappels sur l'évolution du débit source.....	134
1.1.2 Bilan des énergies .....	136
<i>Energie fournie</i> .....	136
<i>Energie dissipée</i> .....	136
<i>Hypothèses</i> .....	137
<i>Conservation de l'énergie</i> .....	138
<i>Le cas du fretting et de la loi d'Archard</i> .....	138
<i>Bilan des énergies et simulations numériques</i> .....	139
1.1.3 Synthèse .....	140
1.2 Le débit d'usure .....	140

1.2.1 Simulations numériques.....	140
1.2.2 Essais expérimentaux.....	142
1.2.3 Etude analytique.....	142
1.3 Couplage graphique qualitatif des débits source et d'usure.....	144
1.4 Evolution dans le temps des débits de troisième corps.....	146
1.4.1 Contact fermé.....	146
1.4.2 Contact ouvert.....	148
<u>2. ANALYSE ET DISCUSSION.....</u>	<u>151</u>
2.1 Evolution générale des débits.....	151
2.2 Influence du détachement de particules et de leur éjection sur le phénomène d'usure.....	152
2.3 Comparaison avec les lois de type Archard. Influence des paramètres pression et vitesse de glissement.....	154
2.3.1 Positionnement de la loi d'Archard par rapport à notre modèle analytique.....	154
2.3.2 Relation entre nos paramètres et ceux d'Archard.....	155
<i>Influence de la pression</i> .....	155
<i>Influence de la vitesse de glissement</i> .....	157
2.3.3 Bilan.....	159
2.4 Le double rôle de l'adhésion inter-particules sur l'usure.....	160
2.4.1 Découplage des débits de troisième corps.....	160
2.4.2 Prédiction qualitative de l'usure avec des particules adhésives.....	162
<u>3. SYNTHÈSE.....</u>	<u>165</u>
<u>CONCLUSION.....</u>	<u>167</u>
<u>PERSPECTIVES.....</u>	<u>171</u>
<u>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</u>	<u>172</u>
<u>ANNEXES.....</u>	<u>178</u>
Annexe 1 - Mise au point du modèle de premier corps dégradable.....	179
Annexe 2 - Validation du modèle numérique.....	185
Annexe 3 - Caractéristiques des simulations.....	190

# Introduction

Lorsque deux corps en contact sont animés d'un mouvement relatif, une force de frottement s'oppose au mouvement et l'on observe, en séparant ces deux corps, une modification des surfaces de contact.

Par le passé, l'usure a été classiquement définie comme une perte de masse pour l'un et/ou l'autre des solides en contact. De cette approche un certain nombre de lois d'usure ont vu le jour, souvent seulement valides sur les essais mêmes qui les ont vues naître. Le nombre conséquent de paramètres mis en jeu dans ces lois et la présence de coefficients de calage variant d'une dizaine d'ordres de grandeur ne permettent pas d'appréhender le phénomène d'usure dans sa globalité, et encore moins de manière prédictive.

A la suite de Godet, qui définit en 1974 le concept de troisième corps comme étant le milieu à l'interface entre deux corps en contact, Berthier propose de considérer l'usure comme une compétition complexe entre les deux phénomènes de détachement de particules des surfaces en contact et d'éjection définitive de ces particules hors du contact. L'usure n'est plus comprise comme une perte de masse pour un matériau, mais comme une perte de masse pour le système global, ce qui correspond à une perte de fonction pour le mécanisme puisque le troisième corps ainsi évacué ne peut plus supporter la charge et participer à l'accommodation de la vitesse relative entre les deux « premiers » corps.

C'est dans ce contexte que s'inscrivent nos investigations. Le travail présenté ici se décompose en quatre parties. La première (partie A) est dédiée à un état des lieux plus détaillé de nos connaissances sur l'usure et des outils pour appréhender ce phénomène. La seconde (partie B) est une présentation des moyens d'investigations utilisés. On regroupe dans la troisième (partie C) l'essentiel des résultats obtenus. Enfin, on propose dans la quatrième (partie D) un modèle analytique qui synthétise notre travail.

La partie B se décompose en deux sous-partie.

- Un certain nombre d'études expérimentales ont tenté d'évaluer les « débits » des particules de troisième corps, qui représentent la production de particules – source de troisième corps, puis leur mouvement dans le contact et leur éjection. En complément, on propose de développer, dans la sous-partie B1, un outils numérique permettant d'instrumenter le contact à son échelle et de gérer les paramètres adéquats indépendamment les uns des autres, ce qui est difficilement faisable dans la réalité. L'une des originalités de la démarche consiste à modéliser de la même façon les particules de troisième corps solide et les matériaux en contact, à l'aide d'éléments discrets. Si le modèle numérique utilisé ne cherche pas à recréer un contact réel particulier, il est pour nous un problème modèle qui permet une appréhension qualitative poussée du phénomène d'usure dans sa globalité.
- Des expériences réelles, décrites dans la sous-partie B2, sont réalisées en parallèle, et permettent (dans la mesure du possible, car tout n'est pas mesurable facilement) de confirmer les résultats issus des simulations numériques.

Dans la partie C, on étudie d'abord particulièrement le phénomène du détachement de particules de l'une des surfaces en contact. Le contact est alors « fermé » et les particules ne peuvent pas en sortir. Après avoir tiré un certain nombre de conclusions sur l'évolution du débit source de troisième corps (et confirmer, entre autres, le rôle protecteur de ce troisième corps vis à vis des surfaces frottantes), on permet aux particules de sortir du contact. On peut ainsi étudier le phénomène d'usure dans sa généralité. On montre alors en particulier les équilibres existants entre les deux phénomènes de production et d'éjection de particules et la quantité de troisième corps piégée dans le contact.

Deux études indépendantes, portant l'une sur le détachement de particules et l'autre sur leur éjection, montrent chacune un comportement singulier de ces phénomènes par rapport à la quantité de troisième corps contenue dans le contact. En les regroupant par l'intermédiaire de l'équation de l'équilibre des masses dans le système, on aboutit à un modèle analytique simple qui se montre capable de prédire qualitativement les simulations numériques et les essais expérimentaux d'un système où la production et l'éjection de particules sont en compétition. Ce modèle, décrit dans la partie D, permet une compréhension accrue du phénomène d'usure. Particulièrement, on identifie un domaine de validité des lois d'usure classiques (de type loi d'Archard), ces dernières constituant un cas limite de notre modèle : lorsque le troisième corps dans le contact n'est pas considéré. On explique également le double rôle de l'adhésion entre particules et comment la notion classique « d'usure adhésive » peut être discutée.

# Partie A : L'usure - Panorama et défis actuels

Après un état des lieux de nos connaissances sur l'usure, présenté dans un premier chapitre, nous aborderons, dans un deuxième chapitre, les concepts et les outils à notre disposition pour tenter de comprendre ce phénomène.

# 1. Etat des lieux

## 1.1 Un peu d'Histoire de la tribologie

Si l'usure est principalement le sujet de cette étude, elle se trouve souvent corrélée à des notions de frottement ou de lubrification. Ce phénomène s'inscrit dans une science plus vaste : la tribologie. La tribologie (du grec « tribos », frottement) fut tout d'abord définie comme « la science des surfaces en contact animées d'un mouvement relatif » (G. Salomon, 1968).

Plus récemment, Godet dira à son sujet : « Si la mécanique est la science du mouvement, la tribologie est la science qui contrôle le mouvement ». On retrouvera la tribologie dans les applications industrielles les plus pointues (adhérence du contact roue / rail [1] , impact de tubes dans les centrales nucléaires [1]) comme dans la vie de tous les jours (l'essuie-glace qui laisse une pellicule d'eau non homogène sur le pare-brise d'une voiture, la craie qui crisse sur un tableau, etc. ). Ce qui explique combien l'histoire de l'humanité et celle de la tribologie sont liées [3].

La maîtrise du feu (vers 200000 av. JC) a été réalisée par la rotation d'une baguette de bois dure dans un morceau de bois tendre. L'industrie de la pierre polie s'est développée en contrôlant le frottement et l'abrasion.

Les plus anciennes civilisations, de la Mésopotamie jusqu'en Chine, se posaient déjà la question de, par exemple, déplacer des objets lourds d'un point à un autre avec le moins d'efforts possible. On citera à ce propos un fameux bas-relief d'une grotte de El-Bersheh, datant de l'Egypte des pharaons (1880 avant J.C.), montrant le rôle clef du tribologue de l'époque qui verse un lubrifiant lors du passage d'un convoi traînant un colosse de pierre.

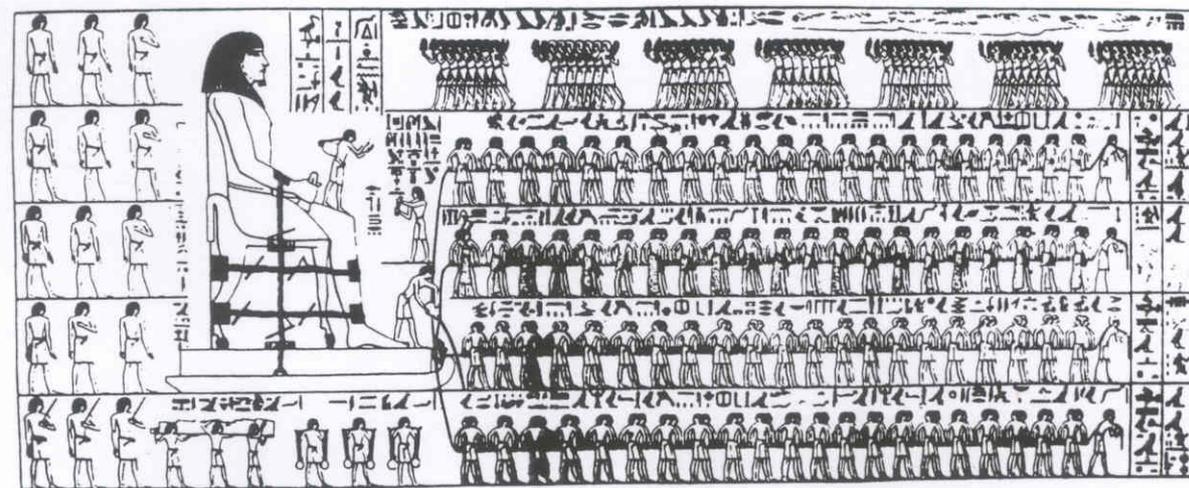


Figure 1 : Bas relief de la tombe de Tehuti-Hetep, El-Bersheh (1880 av. J.C.), tiré de [3].

On doit à Léonard de Vinci (XV<sup>e</sup> siècle) les premiers travaux sérieux de la tribologie « moderne », et en particulier les premiers efforts pour caractériser le frottement en fonction de la charge appliquée ou de la surface de contact, mais également l'usure suivant la direction de la charge appliquée.

Dans les siècles qui suivirent, la tribologie devient une science dans laquelle les français excellent : on citera les travaux marquants de Amontons, menant à la définition du coefficient de frottement (rapport de la force résistante au mouvement sur la charge appliquée au contact), ainsi que ceux de Bélidor et Coulomb (XVIII<sup>e</sup> siècle).

L'histoire de la lubrification (à l'aide d'un film fluide) se sépare de celle du frottement, de l'usure et de la lubrification solide [4], lorsque Reynolds (1882) concentre tout ses efforts (avec succès !) dans l'établissement d'un modèle analytique pour la lubrification, fondé sur les équations de la mécanique des fluides. On trouve donc aujourd'hui des modèles pertinents et éprouvés pour la lubrification [5]-[6].

L'étude du frottement et de l'usure est alors largement laissée aux spécialistes des sciences des matériaux. Ceux-ci développent des îlots de connaissance (en réalisant des essais de frottement et d'usure au besoin, sur des cas particuliers), plutôt qu'une compréhension globale du phénomène d'usure.

Pour le frottement, Bowden et Tabor [7] ont développé cependant une approche originale du glissement entre surfaces rugueuses en prenant en compte les interactions entre rugosités, ainsi que leur comportement élasto-plastique.

On citera également les travaux de plusieurs auteurs ([8], [9]) qui mirent en évidence les instabilités de frottement (stick-slip).

En termes d'usure, les principales avancées concernent l'identification et l'établissement d'une liste de différents phénomènes suivant les conditions d'essais utilisées.

## 1.2 Mécanismes d'usure

Une liste non exhaustive de mécanismes d'usure peut être dressée. Ces phénomènes, repérés dans des cas différents de contacts, peuvent en théorie s'appliquer tous en même temps, certains étant prépondérants par rapport à d'autres en fonction des conditions imposées.

### Usure abrasive

L'usure abrasive est un phénomène mécanique qui représente l'endommagement des surfaces par des aspérités (abrasion à deux corps) ou des particules « dures » (abrasion à trois corps). On différenciera le labourage (déplacement de matière et formation de bourrelets), prédominant pour les matériaux ductiles, de la coupe (enlèvement de matière), particulièrement repérée pour des matériaux fragiles. On lira également [10].

### Usure adhésive

L'usure adhésive fait appel à des notions de physico-chimie. Il y a formation de liaisons (intermoléculaires, interatomiques) à l'interface. On parle d'usure douce lorsqu'on a cisaillement de ces liaisons. L'usure sévère (aussi appelée « grippage ») apparaît lorsqu'il y a

arrachement de matière de l'une des surfaces. D'où la formation d'un « film de transfert », collée à la surface antagoniste. On lira [11].

### Usure corrosive (ou tribochimique)

L'endommagement est ici dominé par des réactions chimiques, et les produits de corrosion sont enlevés par action mécanique. Il y a formation de films interfaciaux compactés.

### Usure par fatigue

Il y a formation de fissures dans les matériaux en présence, sous l'effet de gradients de contraintes cycliques. Les fissures se propagent vers la surface et il y a détachement de « grosses » particules dont la taille peut atteindre le millimètre.

On parlera particulièrement d'égrènement lorsqu'il y a formation de trous correspondant à la microstructure initiale des matériaux. Il y a « déchaussement » au niveau des joints de grains d'un métal par exemple.

On parle de délamination lorsque les déformations plastiques répétées des premiers corps conduisent à des fissures en sous-surface, parallèles à la surface. Il y a propagation des fissures le long du plan de cisaillement maximum.

On lira aussi [12] et [13].

Malgré une somme importante de travaux sur l'usure, peu d'entre eux abordent le problème dans sa globalité.

## 1.3 Lois d'usure

Si l'usure est un phénomène bien identifié, elle n'a en revanche pas d'unité légale puisque ce n'est pas une grandeur physique, mais un phénomène. Elle représente la dégradation d'un contact, entraînant, dans un certain nombre de cas, une perte de fonction. Une étude, datant du XVII<sup>e</sup> siècle, sur l'usure des pièces de monnaies écossaises [3] établit une équivalence directe entre perte de masse et perte de fonction.

Mais à partir de cette date, très peu de réflexions globales ont été menées sur l'usure, jusqu'au milieu du XX<sup>e</sup> siècle, date à laquelle Archard [14] proposa une loi d'usure (portant son nom).

Plusieurs formes de la loi d'Archard peuvent être évoquées. La première (originale, issue de l'expérimentation), indique que le volume usé  $V_u$  (c'est à dire le volume perdu par un matériau qui glisse sur un autre) est proportionnel au produit de la distance parcourue  $L$  et de la force normale  $F_n$  appliquée au contact :

$$V_u = a.F_n.L$$

Une seconde forme fait intervenir la nature du matériau le plus mou par l'intermédiaire de sa contrainte d'écoulement  $\sigma_y$  et la surface  $S$  du contact :

$$V_u = b.\frac{F_n.S}{\sigma_y}$$

Une forme dérivée de la première loi fait intervenir l'énergie dissipée dans le contact par le biais du produit  $PV$  (pression x vitesse de glissement), proportionnel à la vitesse d'usure  $dh/dt$  ( $h$  étant la profondeur de la piste d'usure).

$$\frac{dh}{dt} = c.P.V$$

où  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont des coefficients de calage.

Mais cette loi plus générale, essentiellement théorique, s'applique difficilement à la réalité des contacts dans leur diversité. La loi d'Archard sera par la suite adaptée de diverses façons par différents expérimentateurs pour coller aux expériences particulières qui les concernent. Meng et Ludema [15] citent plus d'une centaine de lois d'usure dont une grande partie sont adaptées de la loi d'Archard. On peut être frappé par la grande variété de ces lois, mais aussi par le nombre de variables en présence : on en recense près de 600, dont une centaine apparaissent comme des paramètres réellement indépendants. Certains même, comme le module d'Young d'un matériau, apparaissent d'une loi à l'autre tantôt au numérateur tantôt au dénominateur.

Après un test d'usure, il est toujours possible de trouver une fonction qui corrèle plusieurs paramètres. Mais les paramètres utilisés sont fonction des moyens d'investigations disponibles et de la culture des chercheurs :

- la définition d'une surface de contact n'a pas de sens tant que l'on ne différencie pas une surface apparente (au sens de Hertz [16]) et une surface réelle (puisque ce sont souvent les débris d'usure qui supportent effectivement la charge),
- l'évaluation du « volume usé » pour caractériser l'usure est entièrement dépendante de la façon dont on nettoie la piste de frottement après un essai, etc.

Ce qui peut expliquer que la tribométrie ait donnée lieu à des corrélations entre paramètres qui ne sont « ni généralisables ni prédictives » [17].

Pour Meng et Ludema, ces lois apparaissent « si confuses que peu de concepteurs peuvent utiliser l'une ou l'autre [...] avec confiance » ([15]). Parmi celles-ci, on distinguera les lois théoriques (dérivées directement de la mécanique des contacts et de la loi d'Archard) et les lois empiriques (comme celle de Barwell [18]) qui sont bien plus précises que les équations théoriques pour un type de test donné, mais qui sont valables seulement pour ce type de test.

## 1.4 Cartes d'usure

Pour être plus général et surtout plus prédictif que toutes ces lois, Lim et Ashby [19] ont dressé des cartes d'usure, représentations de résultats d'essais de type « pion-disque », pour définir des domaines de comportements identiques et des transitions entre différents régimes d'usure. Le but étant ici de construire une base de données équivalente, par exemple, aux catalogues existants pour les caractéristiques d'élasticité des matériaux. Pour faciliter l'extrapolation à d'autres types de contacts, les résultats, donnés en terme de dégradation (usure douce, usure sévère, délamination, grippage), sont fournis en fonction d'une vitesse et d'une pression de contact adimensionnées.

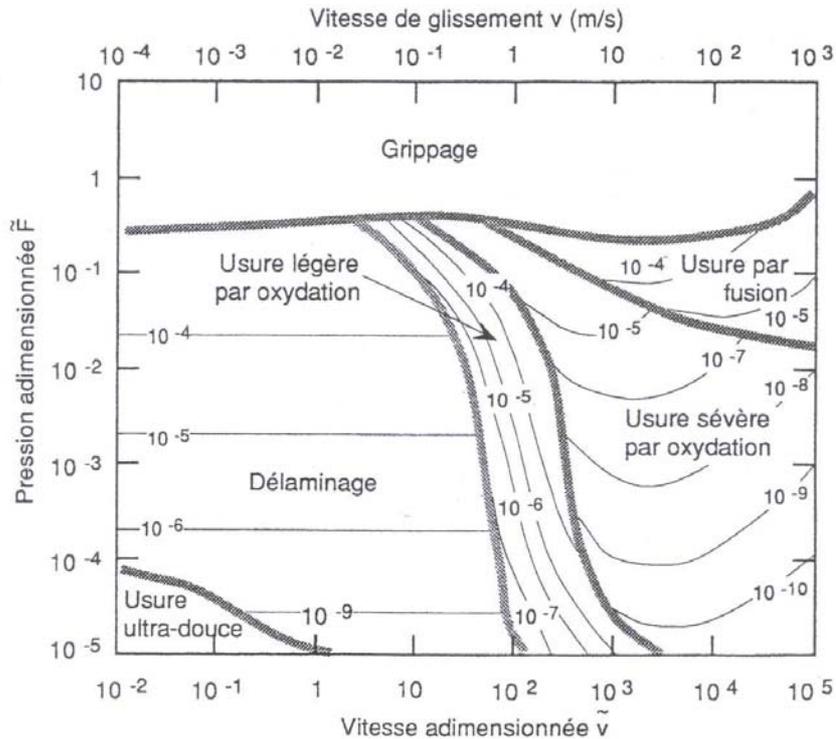


Figure 2 : Carte d'usure pour un contact acier-acier à sec pour une configuration pion-disque, d'après Lim et Ashy [19].

Cette démarche prend vite une ampleur internationale, mais elle finit pourtant par être abandonnée, suite à de nombreux problèmes d'exploitations. Des paramètres non pris en compte jusque là apparaissent comme très importants : la raideur du contact imposée par le banc d'essai (tribomètre), la géométrie du contact (horizontale ou verticale, c'est-à-dire favorisant ou non la perte des particules d'usure), etc.

## 1.5 Conclusion

Les acquis scientifiques paraissent donc bien légers... et les besoins industriels sont très grands : on estime généralement que 2,5 % du PNB sont perdus par frottement et usure, et il faut ajouter les problèmes de sécurité liés à la perte de fonction d'un mécanisme.

Par conséquent, notre démarche devra s'atteler, plutôt qu'à des plans d'expériences sur un tribomètre donné ou à des extrapolations de courbes, à une réelle compréhension du phénomène d'usure, dans sa globalité.

## 2. Les outils pour avancer

Ce chapitre regroupe trois étapes distinctes dans la construction d'une démarche pour l'analyse de l'usure, qui sera à la base de ce travail. Tout d'abord le concept de troisième corps fut proposé dans le but de mener une étude plus globale sur le frottement et l'usure. Des outils conceptuels ont ensuite pu voir le jour. Enfin, vu les difficultés pour appréhender l'usure expérimentalement, le développement d'outils numérique d'investigation est apparu comme une nécessité.

### 2.1 Le concept de troisième corps

Historiquement, l'étude des contacts secs est l'étude du frottement d'un matériau A sur un matériau B. On s'est ensuite intéressé aux propriétés des surfaces en contact (avec les notions de rugosité [7] puis d'énergie de surface [20]). Il faudra attendre les années 1970 pour que les contacts secs ne soient plus étudiés à travers des notions de volume ou de surface, mais à travers la notion d'interface.

C'est à cette époque que Godet ([21], [22], [23]) propose le concept de troisième corps pour réunir en une même approche les théories bien connues de la lubrification et les problèmes de frottement et d'usure qui peinent à être modélisés en lubrification solide. Dans le cas de la lubrification (fluide), on intercale effectivement un milieu à l'interface entre deux solides en contact, qu'on appellera les deux « premiers corps ». Ce milieu fluide est essentiellement artificiel : on impose généralement un film d'huile ou de graisse.

Dans le cas d'un contact sec, on peut aussi trouver des exemples industriels (comme les paliers à poudres [24][25][26]) où l'on impose un film interfacial : cette fois-ci c'est un lit de particules solides.

Mais bien souvent aucun milieu artificiel n'est apporté. Pourtant, si l'on analyse les surfaces de contact après leur fonctionnement, on pourra y trouver des particules détachées de l'une des surfaces en contact (et bien souvent des deux surfaces à la fois). Ces particules sont appelées généralement particules d'usure. Le milieu à l'interface entre les deux solides en contact (premiers corps) est cette fois-ci un ensemble de particules de tailles et de formes diverses, voir une pâte suivant la nature des premiers corps, les sollicitations mécaniques et l'action physico-chimique dû au milieu extérieur qu'il a subi. On parlera alors de troisième corps solide.

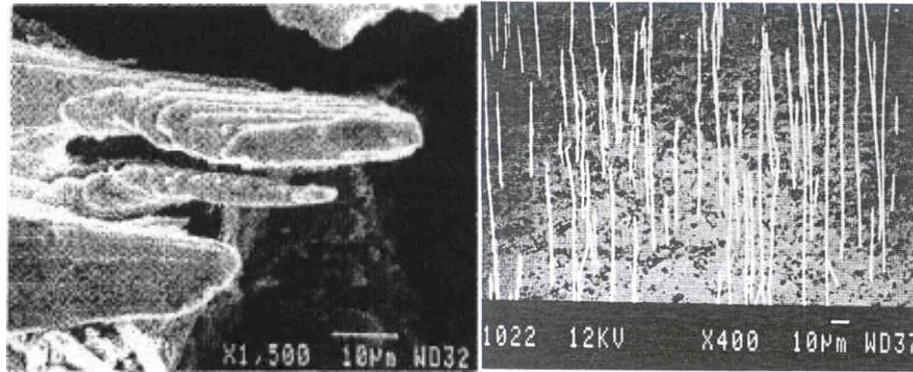


Figure 3 : Deux types de particules de troisième corps - à gauche sous forme de plaquettes [4], à droite sous forme de rouleaux [27].

Le troisième corps (fluide ou solide) a essentiellement trois fonctions [22] :

- il transmet la charge appliquée au contact,
- il participe à l'accommodation des vitesses entre les deux premiers corps,
- il sépare les corps en contact, réduisant leurs interactions.

Le troisième corps pourra également permettre l'évacuation de la chaleur et empêcher par exemple l'oxydation des surfaces.

## 2.2 Les outils conceptuels pour la lubrification solide

Après un bilan des difficultés rencontrées avec les troisièmes corps solides, nous présenterons une démarche appropriée mettant en jeu des outils conceptuels.

### Les difficultés liées aux troisièmes corps solides

On remarque que si les deux premiers corps doivent avoir de bonnes propriétés mécaniques pour la tenue du système (comme une bonne résistance au cisaillement), le troisième corps, en revanche, doit pouvoir être cisailé facilement (pour accommoder la différence de vitesse des premiers corps). Si la lubrification fluide permet naturellement cette situation, le problème devient plus compliqué dans le cadre des contacts secs. A part quelques exceptions (comme les paliers à poudre, voir plus haut), le troisième corps est fourni par les matériaux premiers corps en contact. Pour éviter « l'usure », l'approche naturelle d'un concepteur de matériaux serait de munir les surfaces en contact d'un revêtement « anti-dégradation », dont la fonction serait de protéger les volumes. En revanche, pour un tribologue, la fonction principale d'un revêtement est d'avoir une dégradation contrôlée qui fournisse un troisième corps de propriétés adéquates.

Dans certaines applications industrielles (spatiales par exemple), l'embarquement d'un système de lubrification fluide (pompes,...) des paliers ou des butées n'est pas permis. On dépose alors sur les surfaces un revêtement qui en se dégradant fournit le lubrifiant solide souhaité [28].

Un troisième corps solide représente cependant un certain nombre de particularités par rapport aux systèmes fluides.

Tout d'abord, son aspect discret, ou discontinu, implique une répartition de la pression appliquée au sein du contact qui est bien différente de la pression hertzienne habituellement

employée en mécanique des contacts. La charge est supportée en effet par des îlots de particules ou de pâte qui sont soumis à des pressions de l'ordre du Giga Pascal (plutôt que du Méga Pascal dans les applications fluides traditionnelles).

Les particules détachées ainsi que les surfaces dégradées sont réactives au sens physico-chimique et reçoivent l'effet du milieu ambiant, extérieur au contact. La lubrification solide est donc extrêmement sensible aux aspects d'oxydation ou d'humidité.

Comme indiqué plus haut, la nature et les propriétés du troisième corps sont bien souvent subies. D'où une grande difficulté pour déterminer la rhéologie de ce milieu. Si, comme en lubrification fluide, on peut considérer les lois de la dynamique et l'équilibre des masses dans le contact, en revanche le manque de lois de comportement pour les troisième corps solides empêche l'obtention d'équations analytiques générales régissant le contact, comme c'est le cas avec l'équation de Reynolds en fluide.

### Une démarche appropriée

Pour palier à ce manque de formalisme, Berthier [29] propose une approche globale des problèmes de frottements, d'usure et de lubrification solide en considérant le « Triplet Tribologique » composé à la fois par :

- l'étude du mécanisme qui agit sur les conditions de contact (allant de la rigidité du contact, à sa géométrie dynamique),
- l'étude des matériaux premiers corps qui subissent les sollicitations tribologiques : ils se fissurent [12] ou se déforment [30], déterminant des zones élémentaires de contact et changent de phase ou de structure localement (TTS, voir [31] et [32]), avant de générer le troisième corps,
- et l'étude du troisième corps qui circule dans le contact et dont les fonctions sont présentées plus haut (ainsi que dans [33], [34] et [35]).

On remarquera que l'échelle d'investigation d'un contact s'étend de plusieurs mètres à quelques micromètres.

Pour étudier plus particulièrement la circulation de matière à l'intérieur et à l'extérieur du contact, Berthier propose le « Circuit Tribologique » (voir la Figure 4 et [36]), qui est une représentation en deux dimensions des débits (massiques par exemple) de troisième corps sur un contact élémentaire. Outre le cadre de la lubrification solide, cette notion de circuit tribologique s'adaptera naturellement à la lubrification fluide.

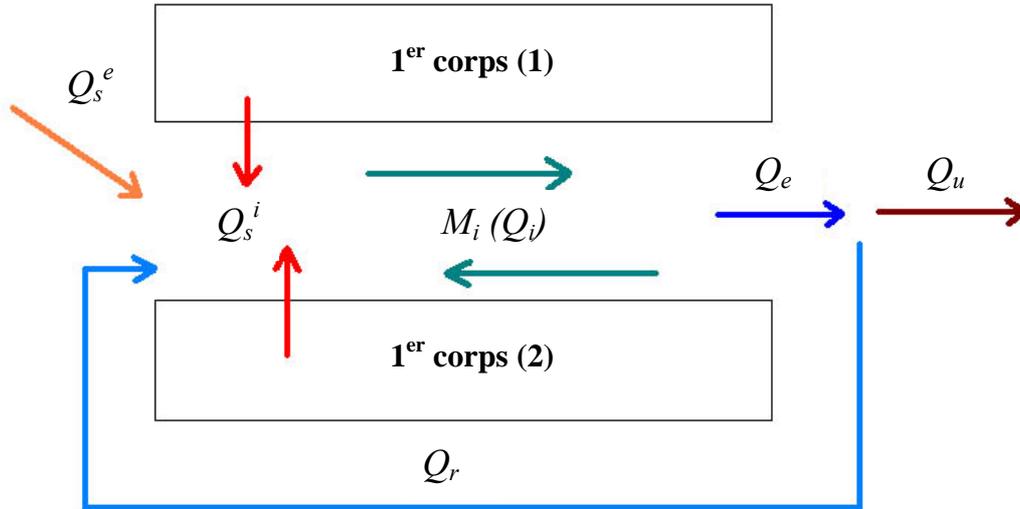


Figure 4 : Le Circuit Tribologique

Le débit source interne  $Q_s^i$  représente le détachement de particules causé par les TTS (Transformations Tribologiques de Surface, voir [31] et [32]), la fissuration, etc. Il représente la formation d'un troisième corps naturel due à la dégradation des matériaux.

Le débit source externe  $Q_s^e$  symbolise l'introduction d'un troisième corps artificiel dans le contact. Ce débit est rarement rencontré dans la réalité des troisièmes corps solides. Nous ne le considérerons donc pas dans cette étude. La notation  $Q_s$  utilisée par la suite représente  $Q_s^i$ .

A la sortie du contact, le débit d'éjection  $Q_e$  se différencie en deux composantes. Le débit de recirculation  $Q_r$  est la partie du troisième corps éjectée qui rentre à nouveau dans le contact à un moment donné (on peut penser au cas d'un tribomètre pion-disque, où le troisième corps reste sur le disque). Le débit d'usure  $Q_u$  représente le troisième corps qui est définitivement perdu pour le contact et qui ne peut plus participer à l'accommodation des vitesses.

A l'intérieur du contact, on peut définir un débit interne  $Q_i$  de troisième corps. Cependant, dans cette étude, on s'intéressera plutôt à une masse globale  $M_i$  de troisième corps piégée dans le contact.

Le Circuit Tribologique représente l'équilibre des masses dans le contact. Cet équilibre peut être mis en équation en exprimant simplement la variation de masse à l'intérieur du contact comme la différence entre la masse des nouvelles particules de troisième corps et la masse des particules perdues :

$$\frac{dM_i}{dt} = Q_s - Q_u.$$

Dans cette approche, on remarquera l'aspect novateur de la définition de l'usure. L'usure n'est plus représentée par une masse perdue par les matériaux premiers corps (ce qui correspondrait au débit source interne de troisième corps). Elle est maintenant représentée par la fuite des particules hors du contact, qui deviennent alors des particules d'usure. Tant que les particules restent dans le contact, elles ont un rôle actif de support de la charge, d'accommodation des vitesses, etc.

Ceci va dans le sens de Meng et Ludema ([15], [23]) qui proposent d'abandonner les efforts pour modéliser l'usure en une liste de mécanismes d'usure, mais plutôt de s'intéresser

à une description complète des événements macroscopiques sur les surfaces de contacts, qui inclut la description de la formation et du mouvement des particules à l'interface.

Cette approche novatrice a ouvert de nouvelles pistes pour l'analyse d'essais expérimentaux de frottement et d'usure ([37], [38]). Elle a su apporter des réponses précises à un certain nombre de problèmes industriels ([1], [1], [39], etc.).

Cependant, la tribométrie, seule, donne des informations difficilement extrapolables car elle ne maîtrise pas suffisamment les conditions locales de contact. Il est encore difficile actuellement de déterminer les mécanismes d'accommodation des vitesses et de détachement de particules [17].

Des simulations numériques sont donc menées en complément des investigations expérimentales, permettant à la fois :

- de palier aux insuffisances de l'instrumentation expérimentale en fournissant une instrumentation locale qui ne perturbe pas les phénomènes (il est actuellement impossible d'instrumenter expérimentalement un contact à son échelle)
- d'isoler les paramètres pertinents, en faisant varier un seul paramètre à la fois de manière contrôlée (ce qui est également impossible expérimentalement).

## 2.3 Vers des modélisations numériques

Des modélisations dynamiques (éléments finis) de mécanique des contacts ont déjà permis d'établir des liens entre les sollicitations et les conditions de contacts. Clair et al. [1] ont notamment pu analyser l'étendue des zones de contacts par ce moyen. Linck et al. [30] ont également mis en évidence de façon numérique des instabilités de frottement. En effet, même si macroscopiquement deux corps en contact sont en glissement pur, on s'aperçoit que localement, sur la surface de contact, il existe des zones d'adhérence et de décollement. Ces différentes zones se propagent le long du contact créant des sollicitations supérieures à celles attendues.

D'autre part, les modélisations doivent prendre en compte les particules de troisième corps présentes dans le contact. Pour cela, différentes solutions sont présentées dans le paragraphe 1.1 de la partie B1, des modèles cinétiques aux modèles quasi-hydrodynamiques, en passant par les Méthodes Éléments Discrets pour lesquelles nous expliquerons notre préférence. Ces modélisations portent essentiellement sur l'étude de la rhéologie du lit de troisième corps solide.

Afin d'étudier l'usure, les premiers corps doivent pouvoir se dégrader pour libérer ces particules de troisième corps. Or nous verrons dans le chapitre 2 de la partie B1 que les modélisations actuelles de type éléments finis de la dégradation des premiers corps ne prennent pas en compte le troisième corps.

Notre démarche de modélisation numérique de l'usure s'inscrit donc à la suite de ces différents efforts, afin de bâtir un outil numérique d'investigation qui puisse coupler la modélisation de premiers corps dégradables à une modélisation des troisièmes corps. Elle représente une étape de compréhension physique (avant d'aller vers des études quantitatives) :

- du détachement des particules (conséquence de la dégradation des matériaux), donc de l'évolution du débit source  $Q_s$ ,
- du déplacement de ces particules à l'intérieur du contact,

- de l'éjection de ces particules, donc de l'évolution du débit d'usure  $Q_u$ , le tout regroupant les principales composantes du phénomène d'usure (voir le Circuit Tribologique - Figure 4).

Les conditions de contact, les interactions entre particules, etc. seront simplifiées au maximum, afin d'étudier, d'un point de vue général et qualitatif, la complexité du phénomène.

Bien sûr, des investigations expérimentales restent essentielles et seront menées en parallèle.

Ce travail se présente comme une étape supplémentaire vers l'obtention du système d'équations constitutives pour l'étude de l'usure.

# Partie B : Développement des outils d'investigation

Dans cette partie, il sera montré comment il est possible de mener indépendamment et en parallèle deux types d'investigations. On distinguera donc deux sous-parties B1 et B2 :

- la sous-partie B1 traite de la construction d'un outil numérique d'investigation,
- et la sous-partie B2 explique les essais expérimentaux réalisés.

# B1 : L'outil numérique

La sous-partie B1 est divisée en deux chapitres. Le premier chapitre fait état des modèles existants et des améliorations apportées aux simulations d'un contact contenant des particules de troisième corps solide. Le second chapitre est consacré à l'élaboration de simulations mettant en jeu des premiers corps « dégradables », c'est-à-dire capables de produire les particules de troisième corps. Ceci représente l'étape clef pour la modélisation numérique de l'usure.

# 1. Modélisation numérique d'un contact avec troisième corps

Après un aperçu des méthodes existantes pour simuler les troisièmes corps solides, nous présenterons la géométrie du contact modèle et des particules et l'algorithme utilisé. On identifiera enfin les paramètres clés de ce type de simulation.

## 1.1 Quel modèle pour le troisième corps ?

Trois principaux types de modèles pour le troisième corps sont rencontrés dans la littérature [35]. On distinguera ainsi les modèles quasi-hydrodynamique, cinétique et éléments discrets.

### **1.1.1 Le modèle quasi-hydrodynamique**

Le modèle quasi-hydrodynamique fut en particulier développé par Heshmat ([24], [25], [26]) pour l'étude des paliers à poudres. Il représente une approche macroscopique de la lubrification solide, fondée sur les équations de la lubrification, avec une loi rhéologique non-newtonienne qui peut être déterminée expérimentalement. Les comportements qualitatifs décrits par le modèle correspondent à des observations expérimentales (glissement à la paroi, zone d'immobilité, création d'une charge dynamique). Il faudra cependant noter que ce modèle s'applique à un milieu continu (ou considéré comme tel) et que la loi rhéologique est à déterminer pour chaque type de poudre (troisième corps « artificiel ») que l'on introduit dans le contact. Dans la plupart des contacts secs, le troisième corps est « naturel » et produit in situ par détachement de particules. Il est donc difficile de connaître à l'avance la rhéologie.

### **1.1.2 Le modèle cinétique**

Le modèle cinétique proposé par Haff [41] est basé sur les équations de la mécanique des fluides : conservation de la masse et des énergies, équilibre des forces. On notera également les travaux de Yu et Tichy [42]-[43], Mc Keague et Khonsari [44], Savage [45] et bien d'autres dans ce domaine. Les quantités macroscopiques comme la pression ou la viscosité sont liées à la température granulaire (qui caractérise l'agitation du milieu granulaire), au coefficient de restitution lors d'un choc et à la distance moyenne entre grains. Il s'agit donc d'un modèle macroscopique basé sur des propriétés microscopiques. La difficulté de ce modèle revient à trouver les bonnes valeurs quantitatives pour des paramètres physiques microscopiques comme le coefficient de restitution entre grains d'une certaine poudre. Il a permis cependant une bonne prédiction du comportement des paliers à poudre et les résultats expérimentaux de Heshmat ont pu être retrouvés par cette méthode. Il fut l'objet de grandes avancées dans la compréhension des mécanismes de la lubrification solide. Ce modèle fait

l'hypothèse d'un film continu de troisième corps, de faible densité (où il n'y a pas de contacts multiples, et donc pas de possibilité d'agrégats). Le régime d'écoulement y est collisionnel (ce qui suppose une grande vitesse de glissement et une pression faible). Ceci pose le problème qu'on ne peut pas étudier un film dense de troisième corps comme c'est le cas dans des expériences classiques de tribologie. La pression maximale admissible par le modèle, rapportée à la vitesse de glissement ([46]-[47]), sera bien inférieure à celle des contacts réels.

### **1.1.3 Le modèle éléments discrets**

Les modèles de types éléments discrets (DEM : Discrete Element Method) ont été initiés par Cundall et al. [48]-[49], pour des applications géotechniques. Mais la méthode s'adapte particulièrement bien aux problèmes dynamiques qui sont l'une des spécificités de notre démarche de modélisation des troisièmes corps solides. En tribologie, on citera notamment les travaux d'Elrod et al. [50]-[51], Sawyer et al. [52], Dubujet et al. [53] Lubrecht et al. [54]. Le principe de cette méthode est le suivant : chaque particule est considérée comme un corps solide et les équations de la dynamique des solides (loi de Newton) s'appliquent sur chaque particule. La difficulté théorique de ce modèle est la détermination de lois d'interaction valides entre particules. Jean [55] propose une classification relativement exhaustive des méthodes par éléments discrets en différenciant notamment « smooth DEM » et « non-smooth DEM ». Dans le premier cas, les forces d'interaction entre grains sont décrites par des fonctions (continues et suffisamment différentiables) de leurs interpénétrations (figurant une certaine « déformation », minime, des grains) et de leurs vitesses relatives. La méthode la plus répandue est encore celle de Cundall où les interactions sont décrites par des systèmes de ressorts et d'amortisseurs. Dans le second cas, les lois d'interaction sont des lois de choc ou des relations décrivant des sauts de vitesses ou des seuils de forces. L'interpénétration entre grains n'est pas permise : il y a unilatéralité (condition de Signorini). Un exemple de ce type est la méthode NSCD (Non-Smooth Contact Dynamique) initiée par Jean et Moreau ([56], [57], [58]), qui exige un traitement implicite de l'équation de la dynamique, contrairement aux résolutions explicites généralement utilisées en smooth-DEM.

### **1.1.4 Notre choix**

La modélisation de particules solides de troisième corps devra répondre à un certain nombre de spécificités. L'aspect discret des particules de troisième corps ne peut pas être ignoré : il est responsable, entre autres, de la différenciation entre l'aire apparente d'un contact et l'aire réelle (qui supporte effectivement la charge, voir partie A). La rhéologie de ces particules est extrêmement sensible aux conditions extérieures du contact (humidité par exemple) [38]. Les forces d'adhésion entre grains doivent être prises en compte, ainsi que la formation d'amas de particules au sein du troisième corps. Pour cela, les deux premiers types de modèle (quasi-hydrodynamique et cinétique) seront rejetés, même s'ils ont permis des avancées importantes sur la compréhension des paliers à poudre. La méthode par élément discret (DEM) paraît donc la mieux adaptée. Il reste à préciser que notre problème est dynamique. La méthode smooth DEM nous permettra d'implémenter des lois d'interaction, même adhésives, avec une résolution explicite facile à mettre en oeuvre. Mais un problème dynamique traité par un algorithme explicite impose de prendre des pas de temps d'intégration petits. Il faudra faire face à des temps de calcul qui peuvent être longs et veiller à ce qu'ils ne soient pas prohibitifs. Un autre problème sera de déterminer des lois d'interaction adéquates entre grains.

## 1.2 Description géométrique et conditions aux limites

On montre ici comment les différents éléments du contact numérique sont mis en place. Les conditions limites et initiales appliquées seront décrites ensuite.

### **1.2.1 Les particules de troisième corps**

Il convient maintenant de choisir une forme à nos particules élémentaires de troisième corps. Si certains auteurs ([59]-[60]) proposent une variété de formes pour des modèles numériques, la plupart se contentent de disques (en 2D) ou de sphères (en 3D), utilisant ainsi la forme la plus simple et la plus facile à modéliser, permettant d'obtenir des temps de calculs raisonnables.

Dans notre cas, les conditions sont peu classiques. Les formes des particules de troisième corps réelles sont diverses et mal connues (voir la partie A). Il est difficile de prévoir a priori le type de forme de particule provenant de la dégradation de matériaux. De plus, des travaux antérieurs ont montré des résultats qualitatifs similaires avec des particules sphériques ou bien constituées de groupes de sphères ([40], [61], [62]). Nous choisissons donc des particules de troisième corps sphériques, le but étant avant tout d'obtenir des premiers résultats généraux avec un modèle numérique simple. Il est à noter que lors de la modélisation du détachement de particules (voir le chapitre 2.4 de cette partie), des amas de sphères collées pourront se détacher.

Notons que nous parlerons de sphères, même en deux dimensions. La seule différence, en prenant des sphères plutôt que des disques, est que la masse n'est plus proportionnelle au carré du rayon mais au cube du rayon. L'hypothèse faite en deux dimensions est que les centres de ces sphères se déplacent sur un plan vertical donné.

Le troisième corps est donc composé d'une assemblée de grains sphériques. Les rayons de ces grains sont différents et choisis aléatoirement autour d'une valeur moyenne  $R$ , suivant une distribution normale dans une gamme de  $\pm \%R$ . A défaut, pour des rayons identiques, l'arrangement des sphères est très particulier (on parle de « cristallisation »). On lira [47], [51], [63].

### **1.2.2 Les premiers corps**

Les deux (premiers) corps en contact peuvent être simplement modélisés par des surfaces (en 3D) ou des courbes (en 2D) sur lesquelles on fixera rigidement des sphères, représentant ainsi une certaine rugosité. La forme de ces surfaces et leur effet sur le comportement du troisième corps ont été étudiés, en particulier par Séve et al. [64]. On choisira de se placer ici dans le cas d'un contact plan horizontal de manière à obtenir une étude la plus classique possible, qui permette d'appréhender les phénomènes dans leur globalité. On limite ainsi volontairement les paramètres de l'étude. Une pression « homogène » s'applique à l'ensemble du contact et il n'y a pas d'effet de courbure (voir [65] pour plus de détails sur les particularités des différentes géométries d'écoulements granulaires). Les profils choisis seront donc des plans en 3D et des droites en 2D.

Les diamètres des sphères utilisées pour créer les parois des premiers corps (couleurs foncées sur la Figure 5 et la Figure 6) peuvent être choisies de manières différentes. En 2D, on choisit des diamètres aléatoirement comme pour les sphères de troisième corps. En 3D ce processus est plus difficile à mettre en place (on lira [66]). Pour des parois très rugueuses, on

choisit des diamètres fixes de  $2R$  et  $0.83R$  (pour « boucher les trous »). On a ainsi un arrangement du type « cubique faces centrées », mimant une certaine rugosité dans les deux directions  $x$  et  $y$ . Des parois plus lisses pourront être fabriquées en ne considérant que des sphères de rayons  $R$ .

### 1.2.3 Les conditions aux limites

Pour un contact horizontal, nous distinguerons le premier corps inférieur du premier corps supérieur. Par convention, on appliquera une vitesse horizontale, noté  $V$ , au premier corps inférieur, et celui-ci ne pourra bouger que dans cette direction (notons  $x$  cette direction). On appliquera une pression verticale  $P$  sur la paroi supérieure (le premier corps supérieur) et celui-ci ne pourra bouger que dans cette direction, que l'on notera  $z$  (voir la Figure 5 et la Figure 6).

La gravité s'applique à notre système. Le ratio  $\rho R^3 g / PR^2$  représente l'effet de la gravité par rapport à celui de la pression de contact. En prenant des valeurs classiques pour la pression  $P$  (de l'ordre de  $10^6$  Pascal au minimum), la gravité  $g$  ( $\cong 10$  N/kg), la masse volumique  $\rho$  des particules (de l'ordre de  $10^4$  kg/m<sup>3</sup>) et leur rayon  $R$  (de l'ordre du millimètre au maximum), ce ratio est de l'ordre de  $10^{-4}$ . La gravité est donc négligeable pour les particules de troisième corps piégées dans le contact, soumises à une forte pression.

De même que dans le cadre de la lubrification fluide, le lit de particules solides à l'interface doit avoir une épaisseur faible devant la longueur du contact. Pour une épaisseur donnée de particules solides, cela revient à modéliser un contact infiniment long dans la direction  $x$  de la vitesse de glissement. Deux frontières périodiques sont donc placées le long des plans  $x = 0$  et  $x = L_x$  (Figure 5). On considère que ce contact élémentaire, contenu entre ces deux plans, se répète à l'infini. Ainsi, une sphère qui sort de ce domaine par l'une de ces frontières est considérée comme rentrant à nouveau dans le contact élémentaire par le plan antagoniste (voir Figure 5). Seule cette partie élémentaire du contact infini est modélisée et les calculs ne s'effectuent que sur cette partie. On vérifiera que la mise en place des conditions périodiques n'introduit pas d'effets périodiques artificiels (voir l'annexe 2).

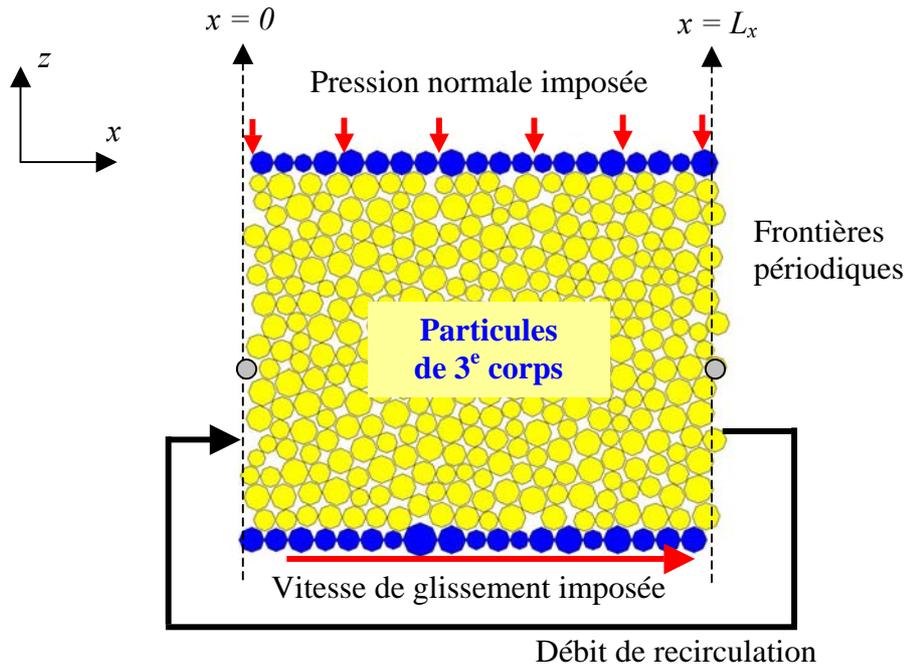


Figure 5 : Modèle 2D du contact avec troisième corps solide. Les deux sphères grises (entourées) représentent le même grain.

Cette méthode revient donc, en 2D, à modéliser un contact réel pour lequel toutes les particules de troisième corps éjectées rentrent à nouveau dans le contact. Ceci correspond à un circuit tribologique (Figure 4) pour lequel  $Q_e = Q_r$ .

En 3D, les sphères (ou grains) peuvent s'échapper par l'un ou l'autre des côtés du contacts, selon les plans  $y = 0$  et  $y = L_y$ .

Des parois virtuelles peuvent cependant être placées sur les côtés du contact (selon les plans  $y = 0$  et  $y = L_y$ ) pour empêcher l'éjection des particules et revenir au cas 2D où  $Q_e = Q_r$ .

On peut aussi imaginer des conditions périodiques en  $y$ , comme dans [62].

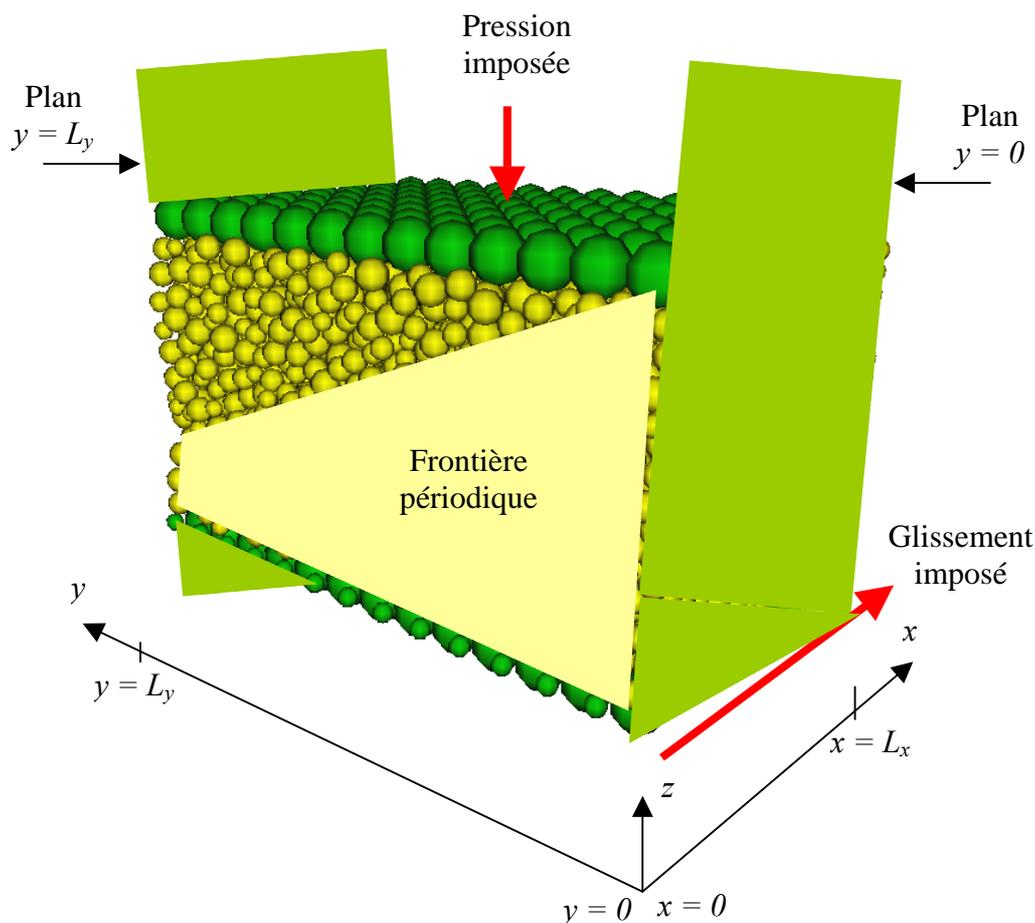


Figure 6 : Modèle 3D du contact avec troisième corps solide

Les explications qui suivent, portant sur la mise en place du modèle, considèrent un modèle 2D par simplicité de représentation, mais le modèle 3D est régi exactement par les mêmes principes.

#### 1.2.4 Les conditions initiales

Initialement, des sphères de rayons aléatoires sont placées dans une grille, une sphère par case. Leurs vitesses initiales sont nulles. Une phase de compactage et cisaillement de ce milieu granulaire entre les deux parois (premiers corps) est nécessaire avant de commencer une simulation proprement dite, où le troisième corps sera compact. Cette phase d'initialisation dure le temps nécessaire à ce que les sorties macroscopiques du modèle numérique (comme la fraction volumique ou le frottement macroscopique moyen, voir plus loin) atteignent des valeurs constantes.

### 1.3. Algorithme de calcul

Pour faire évoluer les différents éléments du modèle numérique (particules, parois) dans le temps et dans l'espace, il est nécessaire de bâtir une démarche (ou algorithme). Cette démarche se décompose en six étapes, comme schématisé dans l'organigramme suivant (Figure 7).

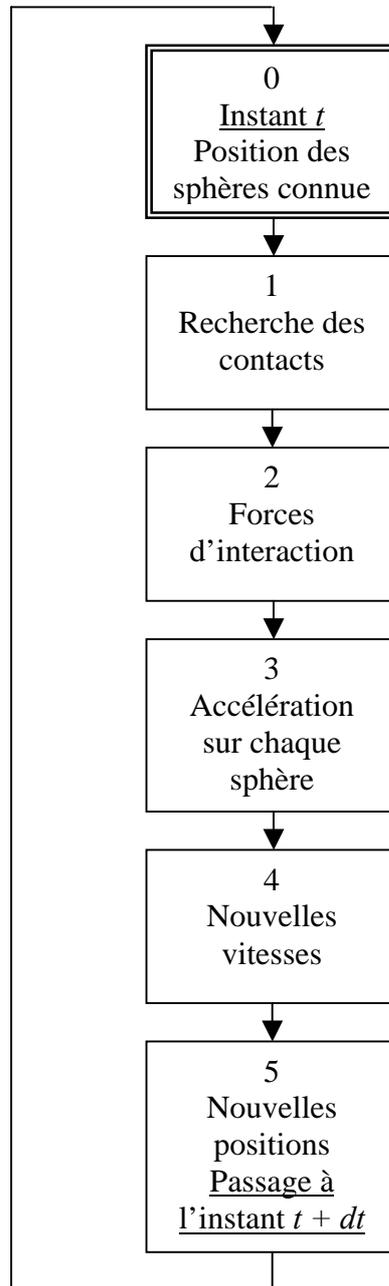


Figure 7 : Organisation du programme de simulation.

0. A un instant  $t$  donné, la position des parois ainsi que celle de chaque particule est connue.
1. On peut alors rechercher tous les contacts existants entre les sphères du domaine.
2. Chaque contact se traduit par des forces d'interaction entre sphères.

3. La loi fondamentale de la dynamique (loi de Newton) permet de déterminer l'accélération que subit chaque sphère, à partir de la somme des forces qui s'y appliquent.
4. Un schéma d'intégration de Verlet permet alors de déterminer la vitesse de la particule au temps  $t$ , en fonction des anciennes vitesses et accélérations.
5. Un schéma identique permet de calculer une nouvelle position pour chaque sphère, au pas de temps suivant.

On reprend ainsi en boucle de l'étape 5) à l'étape 0).

Cet algorithme de calcul est assez simple à mettre en place. Mais un soin particulier sera apporté quant au choix du pas de temps. En effet, un pas de temps trop grand donnerait des résultats aberrants puisque les contacts ne seraient plus repérés en temps voulu. Un pas de temps trop petit donnerait des calculs d'une lenteur abusive. Ce choix est explicité plus en détails par la suite.

Chaque étape peut maintenant être commentée.

### 1.3.1 Recherche des contacts

Tous les contacts existants entre les différentes sphères sont recherchés.

#### Définition d'un contact

Nous conviendrons tout d'abord de définir la présence d'un contact entre deux sphères lorsque la distance entre les centres de ces sphères est plus petite ou égale à la somme de leurs rayons :

$$O_1O_2 \leq R_1 + R_2$$

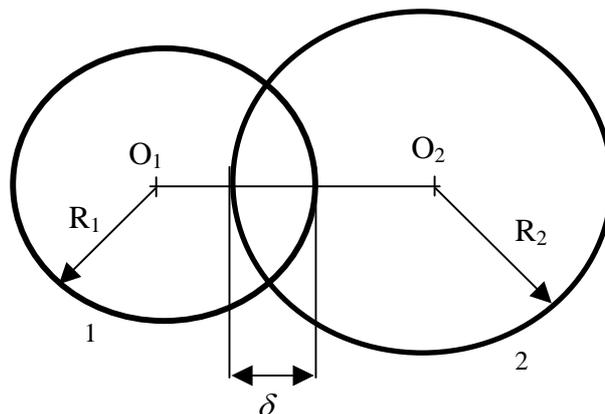


Figure 8 : Deux sphères en contact

Notre modèle numérique tolère donc une certaine interpénétration des sphères (notée  $\delta$ ) pour permettre de gérer le contact.

$$\delta = R_1 + R_2 - O_1O_2$$

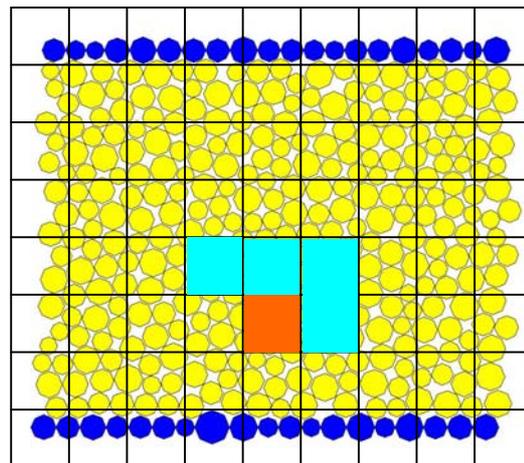
Cela pourrait être compris comme une certaine « déformabilité » de nos sphères, même si aucune notion de mécanique des milieux déformables (élasticité, plasticité, etc.) n’entre en jeu. Cette interpénétration devra donc rester très petite devant le rayon des sphères.

### Recherche des interpénétrations

Pour rechercher tous les contacts existants, des méthodes diverses peuvent être utilisées. Il est possible, par exemple, de passer en revue toutes les sphères du domaine pour savoir si elles sont en contact avec une sphère précise. Mais cette méthode est bien trop coûteuse en temps de calcul. Pour diminuer le nombre de tests, il est possible [67] de définir des listes de voisinages (appelées aussi liste de Verlet), qui contiennent le nom (ou le numéro) des sphères susceptibles d’être en contact avec une sphère particulière.

Pour notre système dynamique, cette liste doit être redéfinie à chaque itération. Sève [68] et Chan Tien [67] définissent pratiquement une méthode efficace que nous adopterons.

La phase de recherche des contacts se divise en deux parties. Il convient d’abord de classer chaque sphère dans l’une des cases d’une grille qui est superposée au domaine (voir Figure 9).



*Figure 9 : Classement des sphères pour la recherche des contacts.*

Les contacts seront recherchés, dans un deuxième temps, entre une sphère et :

- les sphères présentes dans la même case,
  - les sphères présentes dans les cases voisines,
- ceci pour chaque sphère.

On remarquera qu’il n’est nécessaire de considérer que les cases voisines repérées dans les cases hachurées en deux dimensions, comme présenté dans la Figure 9. En balayant le domaine granulaire (ou la grille qui lui est superposée) de gauche à droite et de bas en haut, on aura ainsi vérifié tous les contacts possibles.

On notera que :

- si les cases de la grille sont trop petites, il y a risque d’oubli de certains contacts,
- et si elles sont trop grandes, les temps de calculs deviennent de plus en plus importants et la méthode perd en efficacité [68].

La taille optimale des côtés des cases est égale au plus grand diamètre des sphères du domaine.

### 1.3.2 Forces de contact

On distinguera les efforts normaux des efforts tangentiels dus au frottement entre les sphères.

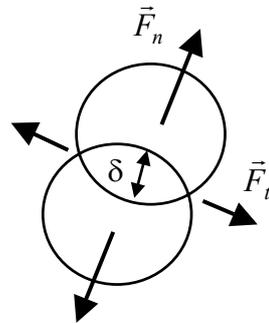


Figure 10 : Contact entre deux sphères. Représentation de l'interpénétration  $\delta$  et des efforts normal ( $\vec{F}_n$ ) et tangentiel ( $\vec{F}_t$ ) de contact.

#### Efforts normaux, adhésifs

Les efforts normaux de contact entre sphères sont des fonctions explicites de l'interpénétration  $\delta$  repérée sur la Figure 8, ainsi de par la vitesse d'interpénétration, qui est la composante normale de la vitesse relative entre les sphères :  $\dot{\delta}$ .

Il a été étudié par le passé, notamment dans les travaux de B. Sève et I. Iordanoff ([40], [61]), comment il était possible de choisir des lois d'interaction très physiques entre particules de troisième corps, basées sur le module d'Young des grains ou les énergies de surfaces, en adoptant la théorie JKR ([20], [69]) extension du contact de hertz aux contacts adhésifs. D'autres lois d'interaction (DMT, JKR<sub>s</sub>) sont également utilisées dans la littérature pour traiter des contacts adhésifs [70]. Il faut cependant noter que les modélisations granulaires incluent depuis peu la notion de contacts adhésifs, les études ayant été longtemps cantonnées aux contacts non-adhésifs. Nous nous contenterons donc d'un modèle simple.

La démarche que nous avons adoptée est de modéliser de la façon la plus simple possible des phénomènes bien physiques (la répulsion lors du contact des sphères, la dissipation d'énergie lors du choc, l'adhésion possible), séparément, de façon à les étudier qualitativement dans un but de compréhension, plutôt que de réaliser un modèle qui reproduise quantitativement la réalité, qui dans le cadre des troisièmes corps solides est encore mal connue, depuis la forme et la taille des particules, leur rhéologie, jusqu'aux interactions physico-chimiques qui s'y produisent ([38], [71]).

Notre but est justement de dissocier et d'appréhender séparément chaque paramètre influençant le contact, afin d'étudier le plus finement possible l'effet de chacun, ce qui est impossible expérimentalement.

Lors du contact entre deux sphères de troisième corps, la force d'interaction normale  $\vec{F}_n$  s'écrit donc simplement comme la somme de trois composantes.

- La répulsion sera représentée par un ressort linéaire, de raideur  $K$  et la force  $\vec{F}_r$  correspondant à une interpénétration  $\delta$  sera :

$$\vec{F}_r = K.\delta \vec{n}$$

avec  $\vec{n}$  la normale au contact.

- La dissipation d'énergie est représentée (comme classiquement dans la littérature, par exemple [72]) par un amortissement visqueux. La force d'amortissement  $\vec{F}_d$  s'écrit :

$$\vec{F}_d = 2\alpha_{TC} \sqrt{K.M_{eq}} .\dot{\delta}.\vec{n}$$

où  $\alpha_{TC}$  est le coefficient d'amortissement ( $<1$ ),  $\dot{\delta}$  la vitesse d'impact, et  $M_{eq}$  la masse équivalente du contact :

$$\frac{1}{M_{eq}} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2},$$

$m_1$  et  $m_2$  étant les masses des sphères en contact.

- L'adhésion est choisie de la forme la simple possible. La force d'adhésion  $\vec{F}_a$  est une constante :

$$\vec{F}_a = -\gamma_{TC} .\vec{n}.$$

La force normale de contact  $\vec{F}_n$  est alors :

$$\vec{F}_n = \vec{F}_r + \vec{F}_d + \vec{F}_a = (K.\delta + 2\alpha_{TC} \sqrt{K.M_{eq}} .\dot{\delta} - \gamma_{TC}) \vec{n}$$

On peut représenter qualitativement sur un même graphe les deux forces d'interaction non dissipatrices d'énergie en fonction de l'interpénétration de contact : répulsion et adhésion.

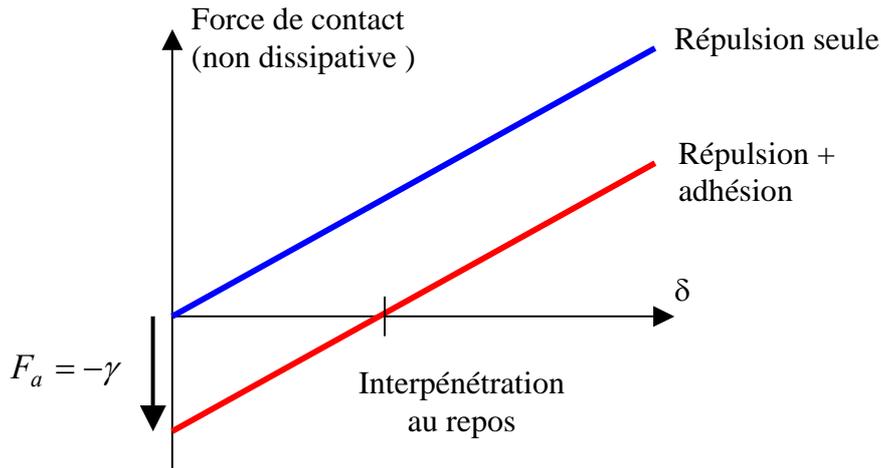


Figure 11 : Forces d'interaction non dissipatives.

On remarquera alors que la forme de cette loi peut être considérée comme une version « linéarisée » de la loi (physique) de JKR [20], avec notamment une force d'adhésion seuil et une possible interpénétration au repos, lorsque les deux sphères restent collées.

Avec ce choix de forces d'interaction simples, une étude analytique du contact peut être facilement menée, qui dégage des paramètres clés pour la compréhension du système (voir plus loin). Enfin, le choix d'un amortissement visqueux de cette forme permet une habile relation liant directement le coefficient d'amortissement  $\alpha$  au coefficient de restitution  $\varepsilon$  classiquement utilisé dans les modèles cinétiques. Ce qui permet des études communes et des comparaisons entre ces deux types de modèle ([47],[73]).

### Frottement entre sphères

On trouve très fréquemment dans la littérature ([72], [74]) l'application d'une force de frottement inter grain  $\vec{F}_t$ , tangente au contact, en plus des lois d'interaction normales telles que celles que nous avons choisies plus haut. Cette force est très souvent exprimée selon une loi de type Coulomb, comme une fraction de l'effort normale, via un coefficient de frottement  $\mu_{TC}$ . Pour des besoins numériques la loi est régularisée de manière à rendre « plus douce » l'application du frottement, comme décrit sur la Figure 12.

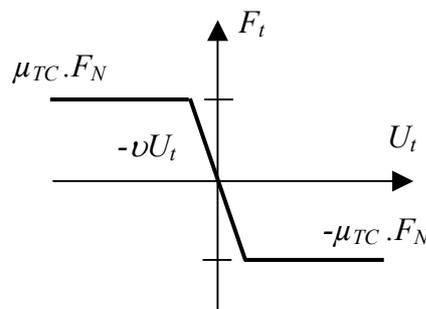


Figure 12 : Force de frottement entre sphères.  $U_t$  est la vitesse de glissement tangentielle entre les grains.  $\nu$  est un coefficient de régularisation (paramètre numérique).

D'un point de vue strictement mécanique, le frottement est pris en compte pour simuler l'effet de surfaces rugueuses des corps en contact [55]. Notre modèle, quant à lui, a été bâti dans le but d'étudier les débits de troisième corps qui contrôlent le frottement et l'usure. Le frottement est une sortie macroscopique de notre modèle et le fait de déplacer le frottement résultant du macro-contact vers le contact entre sphères rajoute seulement un paramètre supplémentaire au modèle, qui n'est pas forcément nécessaire. Diverses simulations [40] nous ont en effet montré qu'un frottement macroscopique pouvait être obtenu à partir de lois d'interaction non frottantes, mais simplement dissipatrices d'énergie (via l'amortissement visqueux normal).

C'est pourquoi, dans les études réalisées ici, le frottement entre sphères n'est pas considéré.

### 1.3.3 Bilan des forces et calcul des accélérations

Sur chaque sphère, le bilan des forces est effectué. La force globale résultante est décomposée selon les trois axes du système  $(x,y,z)$ , voir la Figure 6). L'accélération  $\vec{A}_i^t(\ddot{x}_i^t, \ddot{y}_i^t, \ddot{z}_i^t)$  de la sphère  $i$  au temps  $t$  découle naturellement de la seconde loi de Newton :

$$\left\{ \begin{array}{l} \ddot{x}_i^t = \sum_j Fx_{j \rightarrow i} / m_i \\ \ddot{y}_i^t = \sum_j Fy_{j \rightarrow i} / m_i \\ \ddot{z}_i^t = \sum_j Fz_{j \rightarrow i} / m_i \end{array} \right.$$

où  $Fx_{j \rightarrow i}, Fy_{j \rightarrow i}, Fz_{j \rightarrow i}$  sont les composantes en  $x$ ,  $y$  et  $z$  des forces agissant sur la sphère  $i$  sous l'action de la sphère  $j$ .  $m_i$  représente toujours la masse de la sphère  $i$ .

De même, l'accélération de rotation  $\vec{\ddot{\theta}}_i^t(\ddot{\theta}_{x_i}^t, \ddot{\theta}_{y_i}^t, \ddot{\theta}_{z_i}^t)$  est calculée à partir de la somme des moments s'exerçant sur la sphère et de l'inertie de rotation des sphères :

$$\left\{ \begin{array}{l} \ddot{\theta}_{x_i}^t = \sum_j Mx_{j \rightarrow i} / \left( \frac{2}{5} m_i R_i^2 \right) \\ \ddot{\theta}_{y_i}^t = \sum_j My_{j \rightarrow i} / \left( \frac{2}{5} m_i R_i^2 \right) \\ \ddot{\theta}_{z_i}^t = \sum_j Mz_{j \rightarrow i} / \left( \frac{2}{5} m_i R_i^2 \right) \end{array} \right.$$

### 1.3.4 Calcul des vitesses et des positions

Finalement, un algorithme proche de l'algorithme explicite de Verlet [75], classiquement utilisé en DEM, est utilisé pour calculer les vitesses  $\vec{V}_i^t(x_i^t, y_i^t, z_i^t)$  au temps  $t$ , puis les nouvelles positions  $\vec{P}_i^{t+\Delta t}(x_i^{t+\Delta t}, y_i^{t+\Delta t}, z_i^{t+\Delta t})$  sur un pas de temps  $\Delta t$  :

$$\vec{V}_i^t = \vec{V}_i^{t-\Delta t} + \left( \frac{\vec{A}_i^{t-\Delta t} + \vec{A}_i^t}{2} \right) \cdot \Delta t$$

$$\vec{P}_i^{t+\Delta t} = \vec{P}_i^t + \vec{V}_i^t \cdot \Delta t + \vec{A}_i^t \cdot \frac{\Delta t^2}{2}$$

Les vitesses et positions angulaires de chaque sphère sont calculées de la même façon.

On remarque que l'algorithme utilisé ici présente un schéma d'intégration (d'ordre 2) implicite puisque les vitesses d'interpénétration des sphères sont nécessaires pour calculer les forces de contact (en particulier les efforts dus à l'amortissement visqueux). On pourrait rajouter un algorithme de convergence pour trouver les vitesses adéquates. En pratique, on utilise un schéma de Verlet modifié, ou dégénéré, en calculant temporairement les vitesses des grains comme :

$$\vec{V}_{i \text{ temp}}^t = \vec{V}_i^{t-\Delta t} + \vec{A}_i^{t-\Delta t} * \Delta t$$

Des études antérieures nous ont montré que les résultats globaux restaient inchangés par cette méthode, qui est bien plus rapide (en terme de temps de calcul).

## 1.4 Etude analytique du modèle

Les forces d'interaction entre particules sont choisies de manière simple. L'un des avantages est qu'il est possible de déterminer des longueurs et des temps caractéristiques du modèle. Ceux-ci vont pouvoir être comparés entre eux pour déterminer les paramètres importants.

### 1.4.1 Paramètres clefs

Le contact entre les sphères est géré grâce à des équations d'oscillations, dues à l'introduction de raideurs de contact. Pour des contacts simples, des équations analytiques facilement résolubles peuvent être écrites. Dans l'étude qui suit, on considère deux sphères de même rayon  $R$  (correspondant au rayon moyen des sphères) en contact.

### Cohésion du troisième corps

On peut écrire l'équation de la dynamique d'une sphère de troisième corps qui partage un contact avec une sphère fixe d'un premier corps ou bien avec une autre sphère du troisième corps.

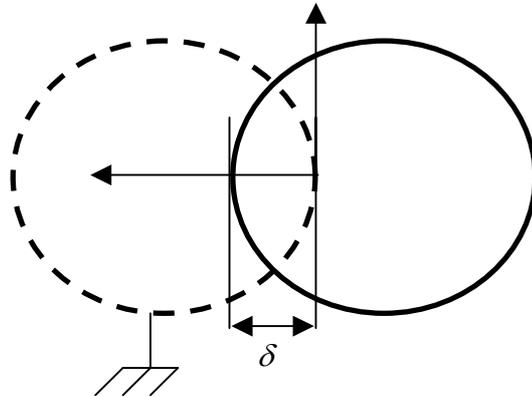


Figure 13 : Contact entre deux sphères de troisième corps.

Dans la configuration de la Figure 13, le déplacement de la sphère (de droite) est caractérisé par l'évolution de  $\delta$ .  $\delta > 0$  signifie qu'il y a contact entre les sphères et  $\delta$  représente alors l'interpénétration. Si  $\delta$  devient négatif, il n'y a plus contact et la force de contact ne s'applique plus.

$$\begin{cases} M\ddot{\delta} + 2\alpha_{TC}\sqrt{K\cdot\frac{M}{2}}\dot{\delta} + K\delta = \gamma_{TC} & \delta > 0 \\ \ddot{\delta} = 0 & \text{pour } \delta < 0 \text{ (mouvement uniforme)} \end{cases}$$

On remarque alors une position d'équilibre lors du contact entre deux sphères de troisième corps, où l'adhésion compense la répulsion. L'interpénétration d'équilibre  $\delta_a$  est caractéristique de l'adhésion entre deux sphères de troisième corps, et par conséquent de la cohésion du troisième corps :

$$\delta_a = \frac{\gamma_{TC}}{K}$$

### Vitesse de glissement

Considérons à nouveau ces deux sphères collées au repos c'est à dire dans la position d'équilibre où  $\delta = \delta_a$ . A un instant  $t_0$  donné, l'une des sphères adopte la vitesse  $V$  tendant à l'éloigner de sa voisine. Ceci revient à considérer qu'elle a reçu un impact  $MV$  à l'instant  $t_0$ .

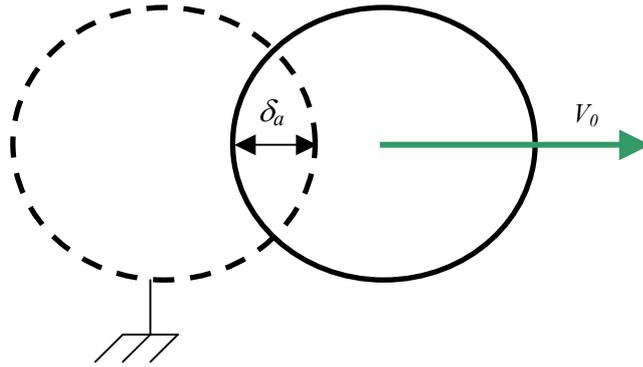


Figure 14 : Impact tendant à séparer deux sphères de troisième corps.

On rappelle l'équation qui régit le contact (tant que  $\delta$  est positif) :

$$M\ddot{\delta} + 2\alpha_{TC}\sqrt{K}\frac{M}{2}\dot{\delta} + K\delta = \gamma_{TC}$$

où les conditions initiales suivantes s'appliquent (on prend  $t_0 = 0$ ) :

$$\begin{cases} \delta(0) = \frac{\gamma_{TC}}{K} \\ \dot{\delta}(0) = -V \end{cases}$$

On peut résoudre très facilement l'équation différentielle pour écrire l'équation de l'interpénétration de ces sphères :

$$\delta(t) = \frac{\gamma_{TC}}{K} - \left( V \sqrt{\frac{M}{K}} \sqrt{\frac{2}{2 - \alpha_{TC}^2}} \right) e^{-\alpha_{TC} \sqrt{\frac{K}{2M}} t} \cdot \sin \left( \sqrt{\frac{K}{M}} \sqrt{1 - \frac{\alpha_{TC}^2}{2}} t \right)$$

Il y a une oscillation autour de la position d'équilibre  $\delta_a$  si  $\delta$  reste positif, et si elle devient négative, l'équation du contact ne s'applique plus et il y a détachement.

On peut déjà remarquer l'expression simple d'une période d'oscillation  $T_o$  d'un contact non-amorti (à un facteur  $2\pi$  près) :

$$T_o = \sqrt{\frac{M}{K}}$$

A partir de cette équation, on peut remarquer que si l'amplitude de l'oscillation de contact devient plus grande que l'interpénétration d'équilibre, il y a détachement. Si au contraire l'amplitude de l'oscillation est moindre, les sphères restent collées.

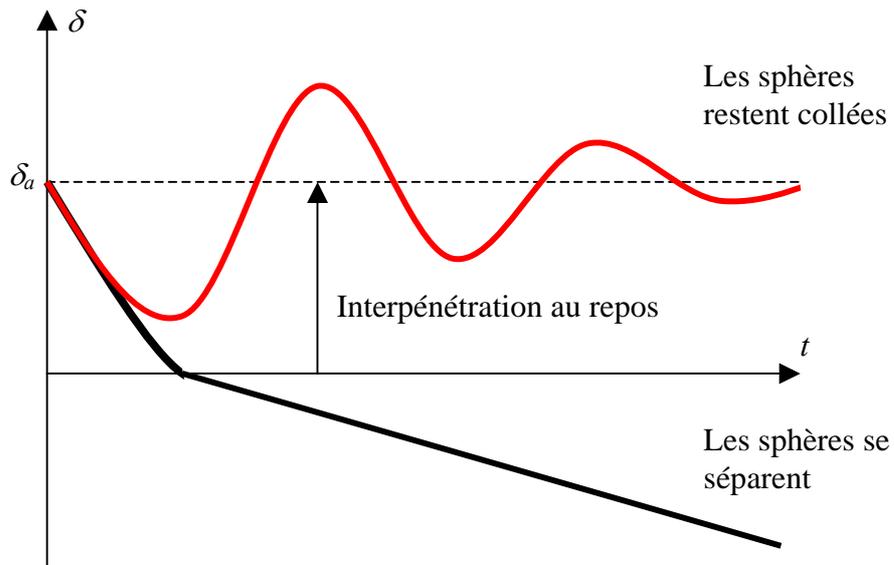


Figure 15 : Oscillation de contact et « décrochement ».

L'oscillation de contact est donc directement proportionnelle à la vitesse d'impact soumise à la sphère. En appliquant ce résultat à nos simulations, on peut définir un paramètre  $\delta_v$ , dépendant directement de la vitesse de glissement  $V$  appliquée au système, représentatif de l'amplitude des oscillations de contact.

$$\delta_v = V \sqrt{\frac{M}{K}}$$

### Pression de contact

Imaginons un système analogue au cas précédent dans lequel deux sphères sont collées, au repos, et déposées sur un plan horizontal. Une troisième sphère, identique, repose sur les deux premières à la fois et subit une force verticale  $F$  représentative de la pression de contact  $P$  ( $F = 4PR^2$ ). Une force  $F/4$  tend alors à éloigner les deux premières sphères.

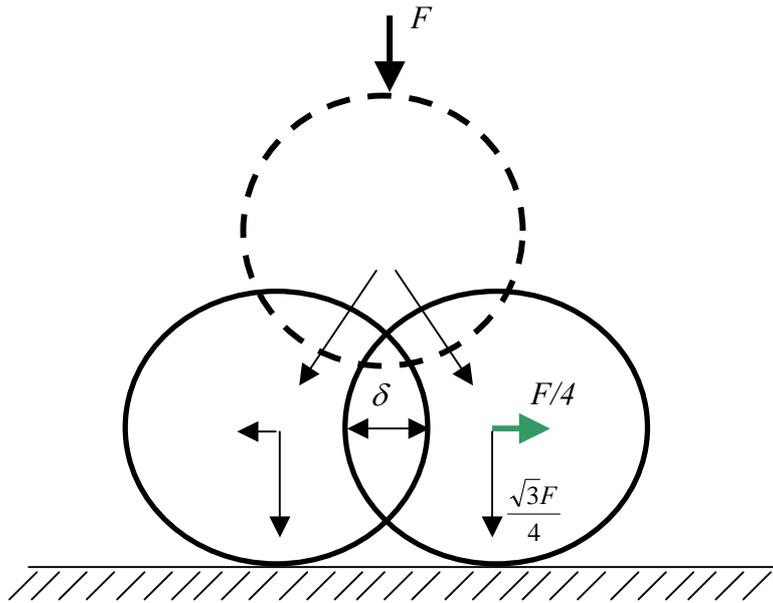


Figure 16 : Force verticale tendant à séparer deux sphères de troisième corps.

On écrit l'équilibre statique des forces qui s'appliquent sur une sphère, en restant dans l'hypothèse où les deux sphères restent collées :

$$\begin{aligned} \gamma_{TC} - K\delta - F/4 &= 0 \\ \Leftrightarrow \delta &= \delta_a - \delta_p \end{aligned}$$

L'interpénétration des sphères est diminuée de  $\delta_p$  avec :

$$\delta_p = \frac{PR^2}{K}$$

$\delta_p$  caractérise l'effet de la pression de contact  $P$ .

Notons que le carré du rapport  $\delta_p / \delta_v$  représente le rapport entre l'énergie élastique  $E_p$  emmagasinée grâce à la pression de contact et l'énergie cinétique  $E_v$  d'une sphère de la paroi inférieure (qui impose la vitesse de glissement  $V$ ) :

$$\left( \frac{\delta_p}{\delta_v} \right)^2 = \frac{PR^2 \cdot \delta_p}{MV^2} = \frac{E_p}{E_v}$$

### 1.4.2 Adimensionnement

L'adimensionnement du problème va nous permettre de comparer les valeurs (et le poids respectif) des différents paramètres. Pour cela, on doit choisir l'échelle sur laquelle porte notre adimensionnement. L'échelle "microscopique" des sphères et des contacts entre sphères peut être comparée à l'échelle "macroscopique" de l'écoulement des particules de troisième corps. On choisit d'adimensionner notre problème par rapport aux paramètres microscopiques en choisissant comme échelle de longueur le rayon moyen  $R$  des sphères, comme échelle de masse la masse moyenne  $M$  d'une sphère et comme échelle de temps la période  $T_o$  d'oscillation de contact. Ainsi on a :

$$\bar{R} = 1$$

$$\bar{R}_i = \frac{R_i}{R}$$

$$\bar{M} = 1$$

$$\bar{M}_i = \left(\frac{R_i}{R}\right)^3$$

$$\bar{T}_o = 1$$

$$\bar{K} = 1$$

$R_i$  et  $M_i$  sont le rayon et la masse de la sphère  $i$ .

On définit les longueurs adimensionnées  $\bar{\delta}_p, \bar{\delta}_v$  et  $\bar{\delta}_a$ , correspondant aux distances remarquables du chapitre précédent :

$$\bar{\delta}_p = \frac{\delta_p}{R} = \frac{P.R}{K}$$

$$\bar{\delta}_v = \frac{\delta_v}{R} = \frac{V}{R} \sqrt{\frac{M}{K}}$$

$$\bar{\delta}_a = \frac{\delta_a}{R} = \frac{\gamma_{TC}}{K.R}$$

Puis on a :

$$\bar{P} = \frac{P.R}{K} = \bar{\delta}_p$$

$$\bar{V} = \frac{V}{R} \sqrt{\frac{M}{K}} = \bar{\delta}_v$$

$$\bar{\gamma}_{TC} = \frac{\gamma_{TC}}{K.R} = \bar{\delta}_a$$

Des données d'entrée du problème comme le coefficient d'amortissement sont déjà sans dimension.

Les sollicitations mécaniques ( $P$ ,  $V$ ) et la cohésion du troisième corps sont alors toutes ramenées à des « longueurs » caractéristiques ( $\bar{\delta}_p$ ,  $\bar{\delta}_v$  et  $\bar{\delta}_a$ ). Il est donc possible de comparer leurs effets respectifs.

### 1.4.3 Précautions numériques

#### Mécanique des Solides indéformables

Dans l'état actuel, notre modèle est incapable de gérer véritablement les déformations des sphères. Pour rester dans l'hypothèse de granules indéformables et pouvoir appliquer les lois de la dynamique des solides indéformables, il ne faut pas que les sphères s'interpénètrent trop (ce qui correspondrait à une perte de la géométrie sphérique des granules).

La méthode de pénalisation autorise une petite interpénétration entre les sphères afin de gérer le contact, mais ceci reste un artefact numérique. La « déformation » représentée par les interpénétrations statiques (dues à l'adhésion entre sphères ou à la pression) doit rester minime.

Il faudra donc veiller à ce que :

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_a &\ll 1 \\ \bar{\delta}_p &\ll 1 \end{aligned}$$

#### Tribologie ou Vibrations

De plus, sur notre problème de tribologie, on applique une dynamique vibratoire afin de pouvoir gérer les contacts entre sphères. En effet, le contact entre deux sphères est assimilé à un système masse-ressort-amortisseur. Il faut cependant s'assurer que les vibrations, engendrées par nos choix de forces d'interaction, soient négligeables d'un point de vue macroscopique, c'est-à-dire devant notre « macro-contact » et notre problème de tribologie. On peut traduire ceci en termes de distance ou en termes de temps.

#### □ *En distance*

Les amplitudes des oscillations doivent être petites par rapport au rayon d'une sphère :

$$V \sqrt{\frac{M}{K}} \ll R \Leftrightarrow \bar{\delta}_v \ll 1$$

#### □ *En temps*

Deux échelles de temps sont en concurrence. Tout d'abord, le temps « microscopique », lié à l'oscillation des grains, est la période d'oscillation  $T_o$  (définie plus haut) :

$$T_o = \sqrt{\frac{M}{K}}$$

Ensuite, le temps « macroscopique »  $T_c$ , caractérisant l'écoulement des particules de troisième corps dans le « macro-contact », s'écrit :

$$T_c = \frac{R}{V}$$

Il faut alors s'assurer que la période des oscillations est bien plus petite que le temps caractéristique d'écoulement des particules :

$$T_o \ll T_c \Leftrightarrow \sqrt{\frac{M}{K}} \ll \frac{R}{V}$$

et

$$\delta_v \ll 1$$

On s'assure ainsi que les déplacements des particules repérés de façon macroscopique corresponde bien à la physique du problème de tribologie et non à l'artefact numérique vibratoire.

En conséquence, pour  $R$ ,  $M$ ,  $K$  fixés, la plage d'étude des paramètres  $P$ ,  $V$  et  $\gamma_{TC}$  est limitée.

#### 1.4.4 Echantillonnage

Pour étudier les évolutions des paramètres macroscopiques de sortie qui nous intéressent, il est nécessaire de relever un résultat à intervalle régulier. A partir de l'analyse précédente sur les temps microscopique et macroscopique, nous considérons qu'une valeur est « instantanée » si elle est une moyenne sur un temps de l'ordre de 1 temps caractéristique  $T_c$ . Cette valeur de sortie doit en effet être le résultat de l'écoulement des grains et du déplacement des parois et non le reflet des phénomènes vibratoires.

Une valeur est dite « moyenne » si elle est effectivement moyennée sur un temps de plusieurs ordres de grandeur supérieur à  $T_c$ .

#### 1.4.5 Pas de temps

Le fonctionnement de l'algorithme présenté plus haut nécessite le choix d'un pas de temps pour intégrer les positions et vitesses des sphères. Le pas de temps doit être choisi comme étant plus petit que le plus petit des temps caractéristiques du système. Cependant, il ne peut pas être pris trop petit car les temps de calculs qui apparaîtraient seraient prohibitifs.

Des deux échelles de temps présenté par le modèle (voir plus haut), celle liée aux oscillations de contact est la plus petite. Le pas de temps  $\Delta t$  de nos simulations devra être une fraction de la période  $T_o$ . On écrira par simplicité :

$$\Delta t = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{M}{K}}$$

Le pas de temps adimensionné  $\Delta \bar{t}$  s'exprime directement en fonction de  $N$ , un entier naturel :

$$\Delta \bar{t} = \frac{1}{N}$$

Le choix définitif de  $N$  est donc le fruit d'un compromis entre la précision des résultats obtenus et les temps de calcul (voir l'annexe 2).

## 2. Modélisation numérique du détachement de particules

Grâce aux travaux présentés dans le chapitre précédent, il est possible de simuler l'écoulement du lit de particules qui constituent le troisième corps. Dans la version 3D du modèle, nous avons vu également qu'il était possible de modéliser la fuite des particules puisque celles-ci peuvent quitter le contact par les bords. Le point fondamental qu'il reste à développer est celui de la genèse des particules. Comment les particules de troisième corps sont-elles créées ?

L'injection artificielle de particules à l'intérieur du contact ne sera pas modélisée ici. Les matériaux se dégradent de diverses façons sous l'effet de contraintes tribologiques (fissuration [12], TTS [31], etc). Mais ces phénomènes sont complexes et encore mal connus. Ils ont en revanche une conséquence majeure : le détachement de particules. Seul celui-ci nous intéresse ici.

C'est donc cette fois le « débit source » de troisième corps, tel qu'il est présenté dans le Circuit Tribologique (Figure 1), qu'il convient de modéliser et plus particulièrement : le débit source « interne » puisque les particules produites sont issues des premiers corps en contact. Pour cela, il faut modéliser des premiers corps qui soient « dégradables », au sens où ils doivent pouvoir libérer des particules.

Le type de modélisation employé pour de tels premiers corps sera discuté, avant de décrire ces derniers géométriquement. Les diverses liaisons possibles entre leurs composantes seront ensuite présentées, ainsi que la façon dont elles peuvent rompre, pour finalement provoquer le détachement de particules. Les simulations seront capables de reproduire les principaux phénomènes mis en jeu dans l'usure. Ce chapitre se termine sur la présentation des principales sorties des simulations.

### 2.1 Quel type de modélisation pour un premier corps « dégradable » ?

#### **2.1.1 Une alternative à la FEM**

La modélisation du détachement des particules de troisième corps passe donc par une modélisation des premiers corps, qui devront être « dégradables » pour pouvoir libérer des particules.

Les modélisations numériques de matériaux continus font très largement appel, dans la littérature, à la Méthode des Eléments Finis (FEM : Finite Element Method). On trouve d'ailleurs plusieurs études de par le monde ([76], [77], [78], [79]) qui proposent une modélisation de « l'usure » en employant une méthode élément finis pour deux matériaux qui frottent l'un sur l'autre. Classiquement, chaque élément d'une surface en contact subit pendant un certain temps (ou une certaine distance de glissement) une certaine charge. On fait alors appel à une loi d'usure telle que la loi d'Archard (voir la partie A) qui indique la quantité de matière que l'on doit enlever au matériau pour une telle sollicitation. Les surfaces

sont alors modifiées (on supprime un certain nombre d'éléments et on maille à nouveau les solides) et continuent à subir la charge sur une certaine distance, etc.

Ce type de modèle numérique, pourtant très courant, suppose l'hypothèse liée à l'utilisation de la loi d'Archard : toute matière détachée des matériaux en contact est immédiatement éjectée du contact ... Hypothèse qui est loin d'être toujours valide, comme en témoigne le grand nombre de cas réels où la présence d'une interface (constituée de particules de troisième corps solide) est attestée (partie A). De plus, il a été montré ([23], [36], [38]) que les propriétés de ces particules de troisième corps jouent un rôle considérable à la fois dans les phénomènes de frottement et d'usure.

Notre modèle devra donc prendre en compte les particules de troisième corps à l'intérieur du contact, déjà détachées des matériaux, et pas encore éjectées du contact.

Le fait de modéliser nos premiers corps par éléments finis laisse paraître une difficulté majeure : les matériaux ainsi dégradés devront pouvoir libérer des particules... Comment modéliser des particules indépendantes, les interactions de contact, etc. avec des éléments finis ? Les codes communs d'éléments finis sont, au moment présent, encore incapables de gérer de telles situations.

Nous avons vu dans la partie précédente comment il était possible de modéliser un troisième corps (cohésif...) à l'aide d'éléments discret. Il serait alors possible de modéliser un matériau à l'aide d'éléments discrets, en modifiant simplement les lois d'interaction entre les grains (en adoptant une plus grande cohésion par exemple).

Notre modèle granulaire comportera donc à la fois :

- un ensemble (ou deux !) de grains fortement cohésifs, ou collés, qui représente un matériau dégradable « prédécoupé », ayant la faculté de produire des particules libres de troisième corps,
- et un ensemble de particules indépendantes représentant, comme expliqué plus haut, des particules de troisième corps.

Par simplicité, un seul des premiers corps sera susceptible de se dégrader en libérant des grains. L'autre premier corps reste modélisé par une surface indéformable et indégradable, constituée de sphères tangentes. Des travaux antérieurs [80] ont montré le rôle symétrique que pouvaient jouer deux premiers corps dégradables ensemble.

### **2.1.2 Représentativité du matériau « dégradable »**

Il paraît évident que le comportement d'un matériau continu est modélisé avec plus de réalisme grâce aux éléments finis. Mais nous avons vu que ce type de modèle n'offrait pas la possibilité de prendre en compte facilement le transfert de particules d'un matériau continu vers un milieu discret (le troisième corps). Nous nous orientons donc vers un modèle de compréhension des phénomènes physiques tels le frottement et l'usure, qui doit être perçu comme une base pour la réflexion et l'analyse. Le contact décrit dans nos simulations, comportant des matériaux « discontinus », ne représente aucun contact réel en particulier, mais est un modèle qui se veut très général, capable de simuler des comportements physiques clefs comme le détachement de particules, leur évolution dans le contact et leur éjection.

Notons encore que la structure superficielle des matériaux dans un contact réel est loin d'être connue avec certitude : dans le cas du contact roue-rail, si la structure cristalline des métaux n'est pas discutée, on assiste cependant à des transformations de phases dans des zones proches des surfaces (TTS : [31]-[32]), qui deviennent amorphes et fragiles. Ces phénomènes sont complexes et encore mal maîtrisés. Il devient difficile alors de prédire la

réalité de la structure des matériaux en présence dans un contact. Notre choix pour modéliser les premiers corps doit aussi être considéré dans cette optique.

Notre système à un seul premier corps dégradable peut également être vu comme une idéalisation d'un contact avec lubrifiant solide, ceux-ci étant déposés sur l'un des matériaux en contact. Cette couche est volontairement dégradée pendant le fonctionnement du contact pour produire des particules de troisième corps solides.

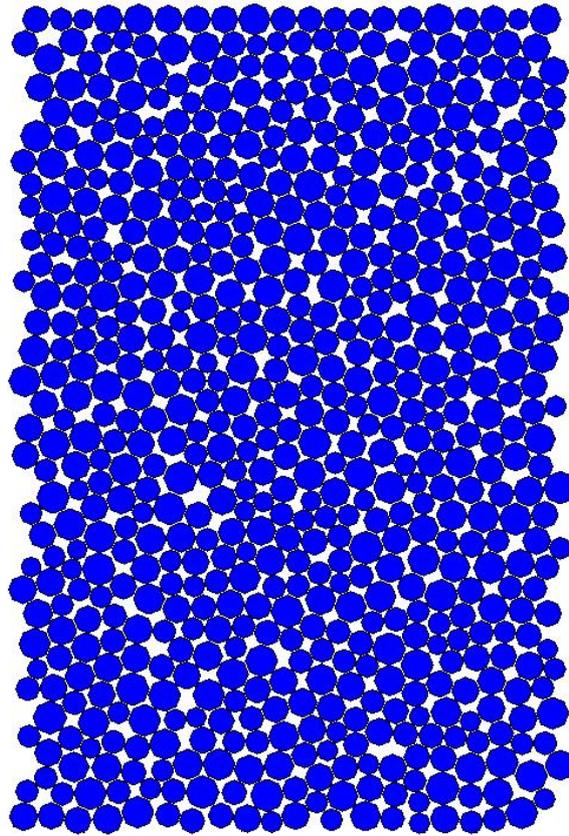
## 2.2 Définition du premier corps dégradable

Le premier corps dégradable choisi est donc un ensemble compact de sphères collées. Pour fabriquer numériquement un tel matériau, on s'inspire de la fabrication de matériaux frittés. A l'origine, un domaine contenant des sphères de troisième corps est piégé entre deux parois (premiers corps), comme présenté plus haut. Ces sphères étant initialement disposées aléatoirement entre les deux parois, une phase de « mélange et compactage » est nécessaire, pendant laquelle s'appliquent à la fois une vitesse de glissement et une pression de contact, jusqu'à ce que les sorties macroscopiques du système, telles la fraction solide ou la position de la paroi supérieure, soient stables.

La vitesse de glissement est alors mise à zéro et seule la pression normale agit jusqu'à ce que, de nouveau, on retrouve des sorties macroscopiques stables. On pourrait appeler cette phase : phase de « frittage ». A l'issue de cette phase, on affecte des liaisons particulières entre les sphères voisines (voir plus loin).

On considérera que toutes les sphères (initialement libres) du domaine sont maintenant « collées » les unes aux autres. De plus, elles sont « collées » de façons similaires aux sphères de l'une des deux parois en contact (on choisit ici la paroi supérieure).

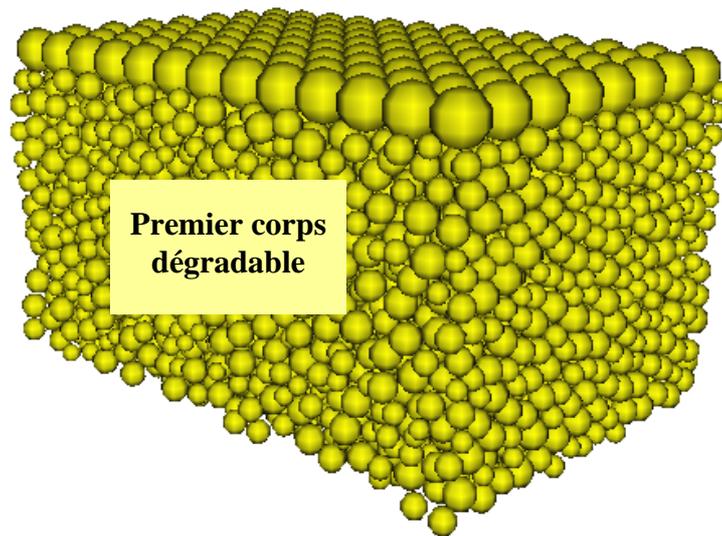
Les simulations ne comportent initialement aucune particule de troisième corps (le contact est « neuf » et les matériaux ne sont pas encore dégradés). Le premier corps dégradable est le premier corps supérieur, et il est posé directement sur le premier corps non-dégradable (inférieur).



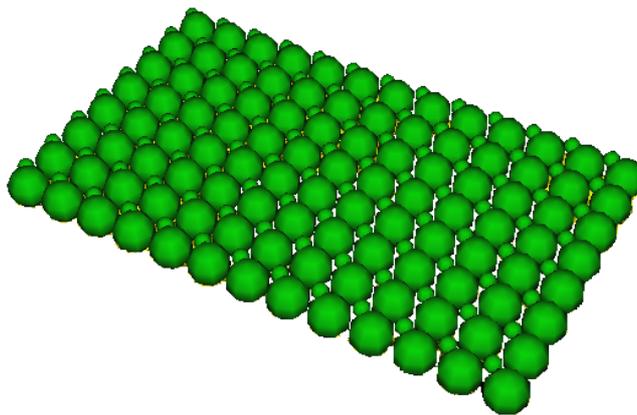
*Figure 17 : le premier corps dégradable en 2D*



*Figure 18 : le premier corps non-dégradable en 2D*



*Figure 19 : le premier corps dégradable en 3D*



*Figure 20 : le premier corps non-dégradable en 3D*

Par la suite, on réalisera des simulations qui partent toutes d'un même échantillon numérique. La mise au point finale du premier corps dégradable modèle est expliquée dans l'annexe 1. D'autre part, il conviendra de vérifier l'influence de la taille du domaine simulé sur les résultats. Le choix des dimensions du domaine sera donc expliqué dans l'annexe 2.

## 2.3 Les liaisons entre sphères du matériau granulaire

### 2.3.1 Gestion numérique des liaisons

Numériquement, deux options se dégagent pour gérer un tel domaine de grains correspondant au premier corps granulaire. Les sphères sont repérées par des numéros.

- Il est possible de définir un tableau dans lequel on rentre les numéros des sphères voisines de la sphère portant le numéro de la ligne (ceci est expliqué plus clairement dans le tableau suivant).

Sphère 1 :	435 (voisine de la sphère 1)	22 (voisine de la sphère 1)	51 (voisine de la sphère 1)	La sphère n°1 a trois voisines : n°435, 22, 51.
Sphère 2 :	1053 (voisine de la sphère 2)			
Sphère 3 :	62 (voisine de la sphère 3)	86 (voisine de la sphère 3)		
Sphère 4 :	87 (voisine de la sphère 4)			
etc.	...			

Figure 21 : Gestion des liaisons entre sphères du premier corps.

En complément, un tableau à une colonne (ou vecteur) donne le nombre de sphères voisines à la sphère portant le numéro de la ligne. Dans l'exemple ci-dessus, la première case porte le numéro trois.

Lorsqu'un lien est cassé entre deux sphères, on doit retirer les numéros des sphères voisines dans le tableau.

- Une autre méthode peut consister à repérer tous les contacts entre deux sphères du premier corps dans un tableau qui comporte sur chaque ligne : les numéros des deux sphères en contact, éventuellement les positions des points d'accroche entre les sphères (voir plus loin), et l'état du lien (actif / cassé). Cette deuxième solution est particulièrement préconisée lors de l'utilisation des points d'accroche.

En effet, les liaisons entre les sphères du premier corps dégradable peuvent être gérées de différentes façons.

### 2.3.2 Types de liaisons

Au cours du travail de thèse, plusieurs types de liaisons se sont succédées.

## Liaisons « souples »

La première idée est d'utiliser les mêmes types d'interactions qu'entre les sphères de troisième corps : sans frottement, seule une force d'interaction normale au contact entre deux sphères agit. Cette force est (comme expliqué au paragraphe 1.3.2) la somme de trois composantes : une raideur linéaire de répulsion, un amortissement visqueux et une force constante d'adhésion.

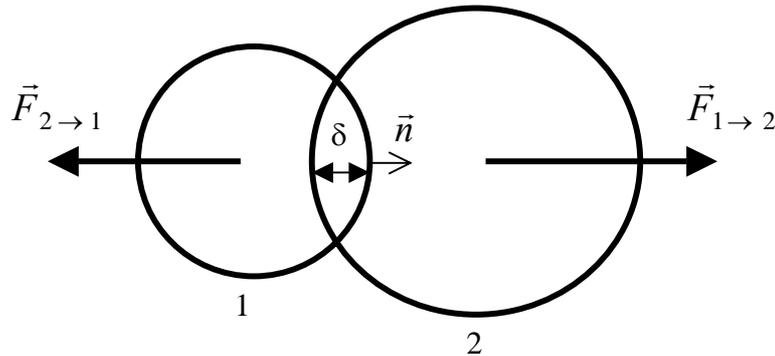


Figure 22 : Liaison « souple »

$$\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = (K \cdot \delta + 2\alpha_{PC} \sqrt{K \cdot M_{eq}} \cdot \dot{\delta} - \gamma_{PC}) \vec{n}$$

Les deux forces  $\vec{F}_{2 \rightarrow 1}$  et  $\vec{F}_{1 \rightarrow 2}$  sont égales, de sens opposé.

Pour différencier les deux types d'interactions :

- troisième corps / troisième corps et troisième corps / premier corps
  - et premier corps / premier corps,
- on adoptera les notations respectives TC et PC.

Ainsi les coefficients d'amortissement et forces d'adhésion faisant intervenir des particules du troisième corps deviennent  $\alpha_{TC}$  et  $\gamma_{TC}$ , et ils deviennent  $\alpha_{PC}$  et  $\gamma_{PC}$  entre particules du premier corps (c'est-à-dire à l'intérieur du matériau dégradable).

Pour caractériser la forte cohésion du matériau granulaire (PC), il faudra choisir une adhésion très grande. Dans tous les cas de figure, on choisira :

$$\gamma_{PC} \gg \gamma_{TC}$$

La raideur  $K$  des sphères est une constante de nos simulations (sa valeur adimensionnée est toujours 1, voir le paragraphe 1.4.2), elle n'est donc pas différenciée pour l'une ou l'autre des interactions (PC et TC).

Pour avoir détachement de particules, il faut qu'il y ait rupture de la liaison « premier corps » (PC). Dans le cas de ces liaisons « souples », il y a rupture simplement lorsque les sphères ne sont plus en contact (l'interpénétration devient nulle). Si les sphères rentrent de nouveau en contact, les interactions qui agiront seront du type « troisième corps » (TC).

Ce modèle pour les liaisons entre sphères du premier corps est simple à mettre en œuvre car il utilise les mêmes concepts que précédemment (interactions TC). On peut noter cependant que deux sphères ainsi collées peuvent se déplacer respectivement l'une par rapport à l'autre : si 1 est fixe sur la Figure 22, 2 peut se déplacer librement sur la périphérie de 1. La liaison n'est donc pas complète, les deux sphères ne sont pas « encastrées ».

Des résultats montrant l'évolution du phénomène de détachement de particules ont pourtant pu voir le jour avec une telle modélisation [81], confirmés par les études présentées ici avec d'autres modèles.

### Liaisons de « Delenne »

Ce type de modélisation pour les liaisons entre deux sphères collées du premier corps est largement inspiré des travaux de Delenne [82].

L'idée clef est la notion de « points d'accroche », qui représentent sur chacune des deux sphères en contact le lieu précis (disques noirs sur la Figure 23) où s'exerce la force d'interaction. Les forces ne sont plus calculées uniquement en fonction de l'éloignement des centres des sphères mais aussi en fonction de l'éloignement de ces points d'accroche. Ainsi, la liaison entre deux sphères est maintenant complète.

Typiquement, en deux dimensions, trois types d'interactions se superposent : une force normale  $F_n$ , une force tangentielle  $F_t$ , et un moment de roulement  $M_\theta$ .

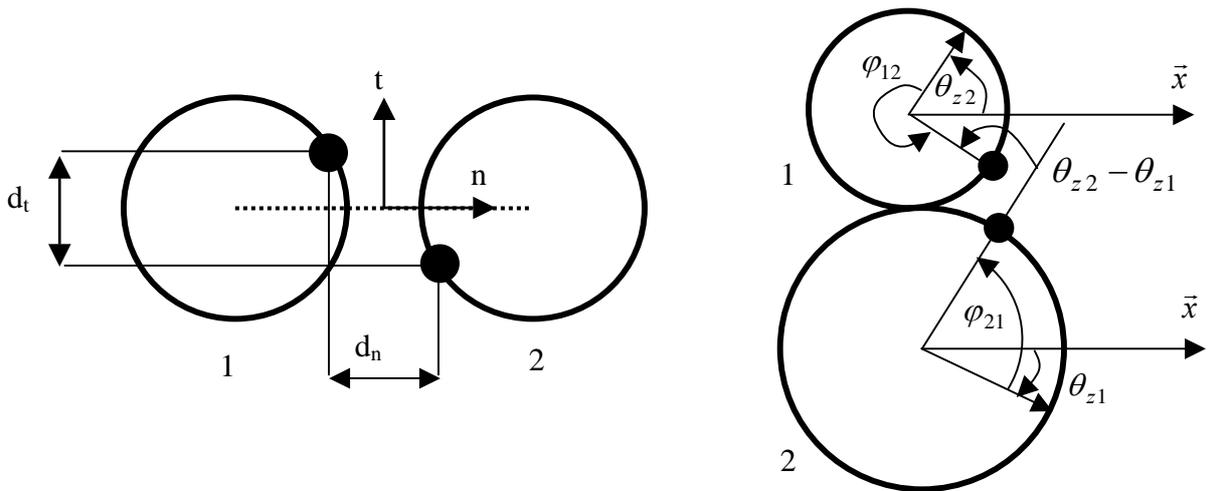


Figure 23 : Liaison de Delenne

Il est nécessaire de définir la position angulaire des points d'accroche. En 2D, un seul angle suffit. L'angle noté  $\varphi_{21}$  représente, par exemple, la position angulaire du point d'accroche de 1 sur la sphère 2. Les rotations des grains sont notés  $\theta_z$ .

Les interactions normale et tangentielles sont des ressorts linéaires de raideurs  $K_n$  et  $K_t$ .

$$\vec{F}_{n\ 1\rightarrow 2} = -K_n \cdot d_n \cdot \vec{n}$$

$$\vec{F}_{t\ 1\rightarrow 2} = K_t \cdot d_t \cdot \vec{t}$$

Par simplicité, on prend  $K_n = K$ , la raideur normale des sphères du troisième corps.

Le moment de roulement est également une fonction linéaire des déplacements angulaires.

$$M_\theta = K_\theta \cdot (\theta_{z2} - \theta_{z1})$$

Pour caractériser la rupture d'une telle liaison, Delenne propose le critère de rupture suivant :

$$\zeta = \left( \frac{F_t}{F_t^*} \right)^2 + \left( \frac{M_\theta}{M_\theta^*} \right)^2 + \frac{F_n}{F_n^*} - 1$$

défini grâce à deux forces seuils en traction  $F_n^*$  et en cisaillement  $F_t^*$  (pas de rupture en compression), et un moment de roulement seuil  $M_\theta^*$ . Lorsque  $\zeta < 0$ , il y a cohésion. Sinon (lorsque  $\zeta$  devient nul), il y a rupture de la liaison et les lois de contact du type « troisième corps » (TC) sont utilisées.

Ce critère de rupture revient à définir une parabolôïde (Figure 24) à l'intérieure de laquelle il y a cohésion.

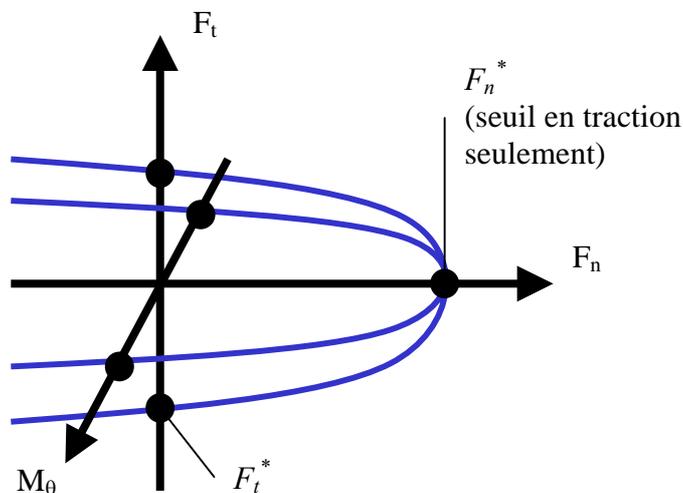


Figure 24 : Critère de rupture pour une liaison de type Delenne.

Ce modèle de liaison a conduit lui aussi à des résultats intéressants qui seront rappelés et validés ici avec une troisième méthode (partie C). On peut cependant noter deux difficultés majeures qui apparaissent quant à son utilisation.

- Lors de la définition du tenseur des contraintes dans un matériau granulaire (voir le paragraphe 2.6.4), il est nécessaire de sommer toutes les forces d'interaction entre sphères. Les moments de roulements ne peuvent pas être pris en compte : l'hypothèse de Cauchy [83], à la base de la définition d'un tel tenseur, implique que les moments

appliqués à un solide par une surface deviennent nuls dès lors que cette surface se réduit à un point. Deux solutions partielles peuvent être envisagées : ou bien on considère que les moments de roulement ne jouent pas de rôle dans le tenseur des contraintes, ou bien la liaison ne comporte que le double ressort de traction / cisaillement, ce qui suffit à créer un premier corps dégradable satisfaisant [84].

- Si cette méthode est simple à appliquer en 2D, elle devient particulièrement ardue en 3D puisqu'il faut repérer les positions des points d'accroche des sphères avec trois angles. Le calcul des nouvelles positions est laborieux et surtout très coûteux en temps de calcul.

### Liaisons avec élastique

Afin d'améliorer le modèle précédent pour l'adapter aux simulations 3D, un nouveau modèle de liaison entre sphères du premier corps est proposé. L'idée d'un « joint de colle » qui relierait deux points d'accroche situés à la périphérie des sphères est conservée. En revanche, la notion de moment de roulement appliqué en un point ne paraît pas satisfaisante. On choisit alors d'appliquer uniquement des forces d'interaction aux contacts entre sphères, et pas de moments. Le calcul des contraintes coule alors de source et il n'y a pas de calculs laborieux et coûteux (en temps) des positions angulaires. Mais il est évident que pour empêcher le « roulement » d'une sphère sur l'autre, il faut alors définir deux régions de contact au lieu d'une.

Pour cela, on adopte la solution suivante : on superpose le mécanisme des « sphères rigides », c'est-à-dire la répulsion normale des sphères comme dans la première solution, à l'application d'un « joint de colle », que l'on peut modéliser par un ressort qui relie deux points d'accroche. De façon imagée, il peut être considéré comme un « morceau d'élastique » dont les extrémités sont collées sur chacune des sphères (d'où le nom de la liaison).

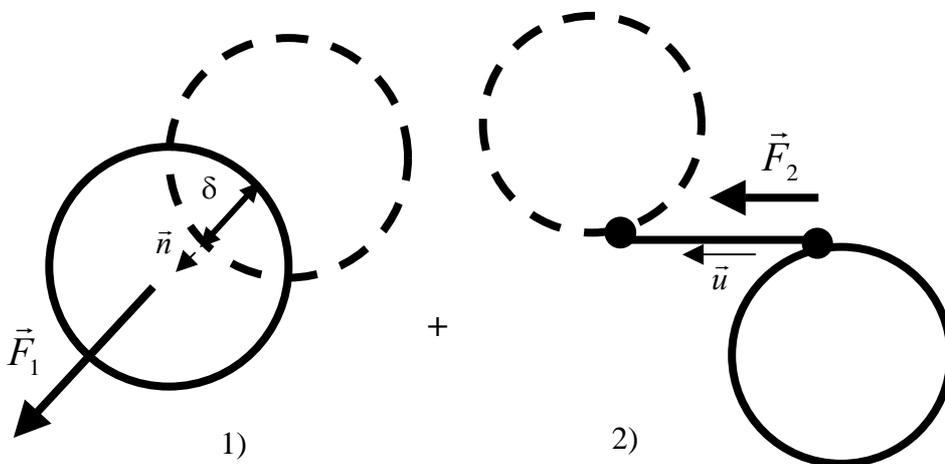


Figure 25 : Liaison avec élastique

Deux forces d'interaction agissent alors simultanément ( $\vec{F}_1$  et  $\vec{F}_2$  sur la Figure 25).

- S'il y a interpénétration ( $\delta > 0$ ) entre les deux sphères, la force de répulsion  $\vec{F}_1$  s'applique, sous la forme :

$$\vec{F}_1 = (K\delta + 2\alpha_{PC}\sqrt{KM_{ij}}\dot{\delta}) \vec{n}$$

Cette force d'interaction est de la même forme que la force d'interaction entre grains de troisième corps, avec la même raideur  $K$ , mais sans le terme d'adhésion. Elle est calculée uniquement selon l'éloignement des centres des sphères.

- Entre les deux points d'accroche est tendu un ressort linéaire de raideur  $k$ . La force d'interaction, s'appliquant aux points d'interactions et dirigée selon la droite reliant ces points, s'écrit :

$$\vec{F}_2 = k.l \vec{u}$$

L'allongement du ressort est  $l$ . Initialement,  $l$  est nul. La composante normale au contact de cette force ne peut cependant pas s'appliquer dans le cas où il y a interpénétration entre les sphères ( $\delta > 0$ ), car  $\vec{F}_1$  agit déjà. Si  $\vec{F}_1$  est actif, on retranche donc à  $\vec{F}_2$  sa composante normale au contact, et ceci dans le souci d'éviter une double raideur de répulsion des sphères, qui raidirait le système.

Il y a rupture de la liaison lorsque  $F_2$  atteint une valeur critique  $F_r$ . Lorsque la liaison « premier corps » (PC) est cassé, l'interaction de type « troisième corps » (TC) agit.

La plupart des résultats qui suivront sont issus de simulations munies de ce troisième modèle de liaisons entre sphères du premier corps. Ceci semble la solution la plus efficace (surtout en 3D), même si les autres formes de liaisons ont donné également des résultats satisfaisants ([81], [84], [85]).

## 2.4 Le détachement des particules

Pour simuler le débit source de troisième corps, le matériau dégradé ainsi créé doit pouvoir libérer des particules. Ce détachement est directement lié à la rupture des liaisons entre sphères définies précédemment.

### **2.4.1 Paramètres caractéristiques du premier corps dégradé**

Soient deux sphères de premier corps, collées par une liaison du type « liaison avec élastique ». Pour casser cette liaison, un effort  $F_r$  de traction (par exemple) est requis.

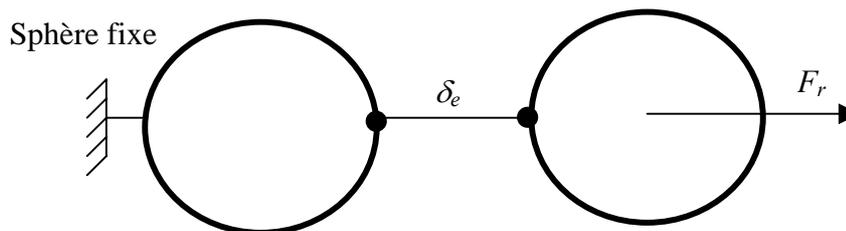


Figure 26 : Rupture d'une liaison avec élastique.

Ceci se traduit par un allongement critique  $\delta_e$  :

$$\delta_e = \frac{F_r}{k}$$

$\delta_e$  caractérise donc (au même titre que  $F_r$ ) la « fragilité » du premier corps dégradé. Bien entendu la notion de fragilité évoquée ici n'appelle en aucun cas des caractéristiques précises d'un matériau, mais évoque la « facilité » avec laquelle le premier corps pourra perdre sa cohésion.

L'adimensionnement (décrit au paragraphe 1.4.2) donne :

$$\bar{\delta}_e = \frac{\delta_e}{R} = \frac{F_r}{kR}$$

Mise sous cette forme, la « fragilité » du premier corps peut être directement comparée aux sollicitations tribologiques que sont la pression de contact et la vitesse de glissement, à travers leurs expressions adimensionnées qui sont représentées par les longueurs caractéristiques  $\bar{\delta}_p$  et  $\bar{\delta}_v$  (voir le paragraphe 1.4.2).

$$\bar{\delta}_e \leftrightarrow \bar{\delta}_p$$

$$\bar{\delta}_e \leftrightarrow \bar{\delta}_v$$

La cohésion du troisième corps peut également être définie en relation avec la cohésion du premier corps.

$$\bar{\delta}_a \leftrightarrow \bar{\delta}_e$$

Le premier corps dégradé possède également une autre propriété à prendre en compte dans nos simulations : son « élasticité ». La liaison avec élastique est définie par rapport à un ressort de traction de raideur  $k$  différente de la raideur des sphères  $K$ . La variable adimensionnée caractérisant donc « l'élasticité » du premier corps dégradé, ou tout au moins sa relation « contraintes-forces » / « déplacements-déformations » est :

$$\bar{k} = \frac{k}{K}$$

Le travail du ressort sur une petite distance  $d\delta$  s'exprime :

$$W_k = k \cdot \delta \cdot d\delta$$

L'énergie  $E_e$  nécessaire pour casser une liaison entre deux sphères du premier corps est :

$$E_e = \int_0^{\delta_e} k \cdot \delta \cdot d\delta = \frac{F_r^2}{2k}$$

Notons que le carré du rapport  $\delta_p / \delta_e$  représente, à  $\bar{k}/2$  près, le rapport entre l'énergie  $E_p$  représentative de la pression de contact et l'énergie  $E_e$  :

$$\left(\frac{\delta_p}{\delta_e}\right)^2 = \frac{k}{K} \frac{PR^2 \cdot \delta_p}{F_r \cdot \delta_e} = \frac{\bar{k}}{2} \frac{E_p}{E_e}$$

Enfin, le carré du rapport  $\delta_v / \delta_e$  représente, à  $\bar{k}/2$  près, le rapport entre l'énergie cinétique  $E_v$  d'une sphère de la paroi inférieure (qui impose la vitesse de glissement) et l'énergie  $E_e$  nécessaire pour casser une liaison :

$$\left(\frac{\delta_v}{\delta_e}\right)^2 = \frac{k}{K} \frac{MV^2}{F_r \cdot \delta_e} = \frac{\bar{k}}{2} \frac{E_v}{E_e}$$

De nouveau, une étude analytique simple nous permet de mieux cerner les paramètres en compétition dans cette étude. Les valeurs définitives des paramètres du premier corps dégradé modèle sont choisies dans l'annexe 1.

## 2.4.2 Nature physique des interactions

Lorsque des particules de premier corps se détachent, les interactions changent de nature. Les liaisons du type « joint de colle » du premier corps sont, lorsqu'elles cassent, remplacées par des interactions du type troisième corps (notée TC). Il est à noter que ces dernières comportent un terme d'adhésion également, mais celui-ci sera toujours d'ordres inférieurs comparé à l'adhésion (sous ses différentes formes) entre sphères du premier corps, qui caractérise la cohésion du solide que représente le premier corps dégradé.

L'idée physique sous-jacente est celle-ci : lorsque qu'il y a « fissure » dans le matériau (pour nous il s'agira de rupture de liaisons), une « surface réactive » apparaît. Théoriquement les surfaces pourraient se recoller si on les joignait à nouveau. Mais dans la réalité, des actions physico-chimiques se produisent. Les particules détachées peuvent s'oxyder très rapidement et « l'énergie de surface », responsable du phénomène d'adhésion, diminue par conséquent notablement (On pourrait lire [13] et [86] à propos les différentes théories sur la mécanique de la rupture).

En termes de paramètres adimensionnées, on aboutit à :

$$\bar{\delta}_a \ll \bar{\delta}_e.$$

## 2.4.3 Sphères de troisième corps et « amas » de sphères

Grâce à ce modèle de premier corps dégradé, il est possible de simuler le détachement de particules de troisième corps. En effet, lorsque le premier corps subit des contraintes liées au fonctionnement du contact, il peut se « dégrader ». Nous entendrons ici par « dégradation » le fait que le matériau granulaire puisse se fragmenter, c'est-à-dire que les liaisons, qui unissent les sphères qui le composent, aient la possibilité de se casser. Sur la surface de contact des groupes de grains (que l'on appellera « amas ») peuvent se détacher ensemble, ce

qui constitue aussi des particules de troisième corps, au même titre que des sphères détachées individuellement. Il est donc à noter que la forme des particules de troisième corps n'est pas connue a priori comme c'est le cas dans les simulations du chapitre précédent. Seuls les constituants élémentaires sont fixés : ce sont les sphères. Une particule est constituée de une ou plusieurs sphères. Si un groupe de sphères se détache ensemble, les interactions qui agissent entre ces sphères sont du type « premier corps », c'est-à-dire que les liaisons (ou joints de colle) ne sont toujours pas cassées.

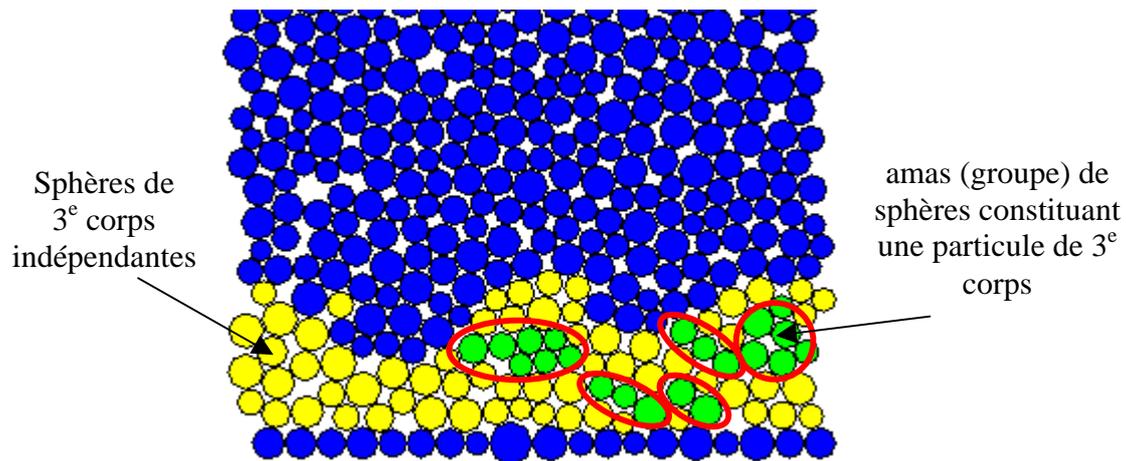


Figure 27 : Sphères et amas de sphères de troisième corps.

#### 2.4.4 Décompte des particules de troisième corps

Le comptage des sphères ou « amas » de sphères détachées est une opération délicate. Plusieurs méthodes peuvent être envisagées.

On peut par exemple examiner la vitesse moyenne de chaque sphère « de premier corps » et la comparer avec la vitesse de la paroi sur laquelle le matériau dégradé est attaché. Si la différence est significative, c'est que la sphère est détachée et doit être comptabilisée comme « sphère du troisième corps ».

Ce test est très performant en terme de temps de calcul mais n'est pas fiable à 100%. En effet, des sphères détachées peuvent toujours venir se coller ou se coincer dans la surface du premier corps (trous, « rugosités »).

Pour s'affranchir de ces problèmes, la solution la plus fiable consiste à analyser chaque sphère afin de déterminer si elle est ou non en relation avec l'une des sphères de la paroi supérieure sur laquelle est collé le premier corps dégradé, et ce uniquement via des liaisons du type « premier corps ». Le problème devient alors numériquement plus complexe : chaque sphère du premier corps a plusieurs voisines et chaque voisine en a également d'autres, etc. Le problème revient à analyser les ramifications qui relient chaque sphère à la paroi supérieure. L'algorithme retenu pour cela est le suivant : lors du comptage, toutes les sphères du domaine (sauf celles des parois) sont considérées comme des sphères du troisième corps. On analyse chaque sphère afin de déterminer si elle partage une liaison « premier corps » avec une sphère reconnue comme étant du premier corps (initialement seulement celles de la paroi

supérieure). Si c'est le cas, la sphère analysée est considérée comme appartenant au premier corps. On passe en revue, en boucle, toutes les sphères du domaine, jusqu'à ce que plus aucune nouvelle sphère de premier corps n'apparaisse.

Cette deuxième méthode, plus fiable, est adoptée ; d'autant plus que la recherche du nombre de sphères de troisième corps n'est utile que lorsque que l'on désire relever cette information. Elle n'est pas nécessaire à l'algorithme qui possède déjà, à chaque itération, assez d'éléments pour faire évoluer le modèle correctement : seule est nécessaire l'analyse de la rupture (ou non) de chaque « joint de colle ».

On arrive ainsi à différencier les deux phases qui constituent le domaine granulaire : l'ensemble des sphères qui constitue le matériau premier corps, et l'ensemble des sphères qui constitue le troisième corps. On s'intéressera essentiellement par la suite à l'évolution de la quantité de troisième corps produite, présente dans le contact ou éjectée du contact.

Avec l'intégration du débit source, le modèle est maintenant capable de prendre en compte les principaux débits de troisième corps dont la compétition représente le phénomène d'usure.

## 2.5 Vers des simulations de l'usure

Si on se réfère au Circuit Tribologique présenté dans la partie A, l'usure doit être comprise comme une succession de débit de troisième corps et on doit prendre en compte à la fois :

- le détachement des particules (le débit source  $Q_s$ ),
- le mouvement des particules dans le contact ( $M_i$  ou  $Q_i$ ),
- l'éjection de ces particules hors du contact (le débit d'usure  $Q_u$ ).

Le modèle numérique est donc maintenant complet pour simuler le phénomène d'usure. La simulation de l'écoulement d'un lit de particules solides avait déjà fait l'objet de travaux antérieurs (voir le chapitre 1 de cette partie et [68]). La simulation de l'éjection des particules est possible avec le modèle initial du chapitre précédant, dans sa version 3D, qui permettait une sortie possible du contact par les côtés latéraux [66]. Ce chapitre nous a montré quant à lui comment il était possible de simuler aussi le détachement de particules d'un matériau, c'est-à-dire le débit source (interne) de troisième corps. On doit à Safon [87] le premier assemblage de ces débits dans des simulations 3D.

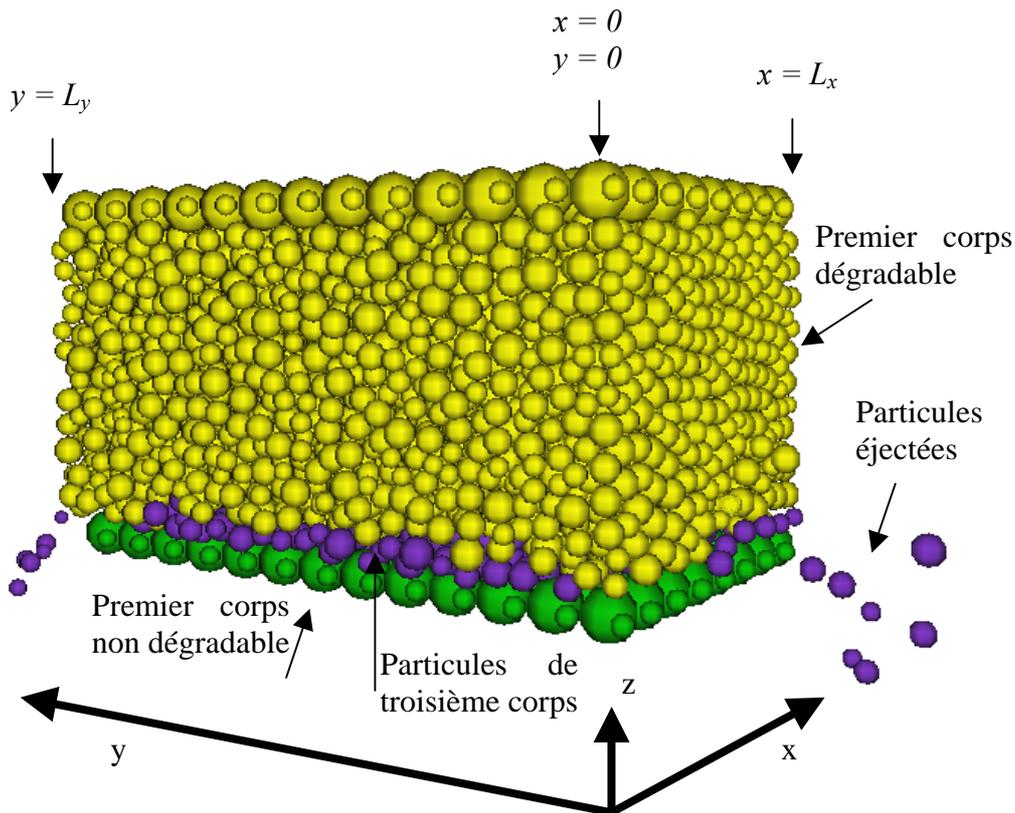


Figure 28 : Contact ouvert (3D) permettant à la fois le détachement et l'éjection de particules de troisième corps.

On rappelle, par rapport au Circuit Tribologique présenté en partie A, que seul le débit source externe de troisième corps, c'est-à-dire l'apport artificiel de particules depuis l'extérieur du contact, n'est pas envisagé ici. Ceci représente en effet un cas très particulier de la réalité des contacts sec.

## 2.6 Sorties du modèle – Mesures numériques

A partir des simulations, plusieurs « mesures numériques » peuvent être effectuées. Il est d'ailleurs possible, et c'est l'un des buts de l'outil d'investigation numérique, d'évaluer des quantités qui ne sont pas facilement mesurables dans des expériences réelles. L'objectif est ici, en particulier, d'évaluer les grandeurs qui conduisent à une expertise du phénomène d'usure. Le Circuit Tribologique (voir partie A) définit l'usure à partir des débits de troisième corps. Ces débits sont la « sortie » principale du modèle. Il convient de tenir compte également d'autres valeurs : le coefficient de frottement, les contraintes dans le matériau, etc. pour une meilleure compréhension de ce phénomène.

### 2.6.1 Les Débits

Dans les faits, évaluer les débits de troisième corps, revient à compter :

- le nombre de sphères de troisième corps nouvellement créée par unité de temps : c'est le débit source (interne) de troisième corps  $Q_s$ ,
- le nombre de sphères de troisième corps à l'intérieur du contact. Plutôt qu'un débit interne de troisième corps (une masse par unité de temps par exemple), nous évaluerons un nombre total  $M_i$  de sphères, piégées dans le contact (c'est-à-dire ne « circulant » pas forcément).
- le nombre de sphères qui composent les particules éjectées définitivement du contact (par les faces latérales  $y = 0$  et  $y = L_y$ , dans les simulations en trois dimensions, Figure 28), par unité de temps : c'est le débit d'usure  $Q_u$ .

Au départ de la simulation, le nombre total de sphères en présence est connu. Toutes les sphères sont des sphères « de premier corps ». Puis l'un de premiers corps se dégrade en libérant des sphères ou des groupes de sphères qui représentent les particules de troisième corps créées. Nous avons vu plus haut comment il était possible de dissocier les deux types de sphères (premier corps / troisième corps).

Ensuite, une sphère est perdue ( $Q_u$ ) si elle passe à travers le plan qui représente les bords latéraux du contact (en 3D).

Notons que :

- Sans débit d'usure, le nombre total de sphères de troisième corps créées est égal au nombre de sphères de troisième corps dans le contact. L'intégrale du débit source est  $M_i$ .

$$\int_0^t Q_s(t).dt = M_i(t)$$

- Par la suite, il sera parfois utile d'exprimer les « intégrales » des débits source et d'usure que l'on nommera « débits cumulés ». Il s'agit de la quantité totale de troisième corps, produite ou éjectée, depuis le début de la simulation.

$$\int_0^t Q_s(t).dt = Q_s^{cum}(t)$$

$$\int_0^t Q_u(t).dt = Q_u^{cum}(t)$$

Les nombres totaux de sphères créées, éjectées, etc. peuvent être évalués à tout moment de la simulation. Cependant le comptage des sphères détachées est coûteux en temps de calcul. Il n'est pas utile de faire ce bilan à chaque itération, mais plutôt à intervalles réguliers qui rendent compte au mieux (qualitativement) de l'évolution en temps des débits. Des valeurs instantanées (voir la définition au paragraphe 1.4.4), sont donc relevées par intervalles de quelques temps  $T_c$ , caractéristiques du système macroscopique.

## 2.6.2 Frottement macroscopique

Nous entendons ici par frottement le phénomène résistant au mouvement imposé par la vitesse de glissement dans notre « macro-contact ». On veillera à ne pas confondre le

frottement du « macro-contact », sortie de notre système, du frottement entre sphères (échelle micro ici) qui pourrait être une donnée d'entrée du système.

On évalue la somme des efforts « tangentiels » ou horizontaux (selon  $x$ , voir la Figure 29) et la somme des efforts normaux (selon  $z$ ) qui s'appliquent sur les sphères de la paroi inférieure (premier corps non-dégradable qui impose la vitesse de glissement). Le coefficient de frottement « macroscopique » (noté  $\mu$ ) est le rapport de la somme des efforts tangentiels  $f_t$  (horizontaux) par la somme des efforts normaux  $f_n$  (verticaux).

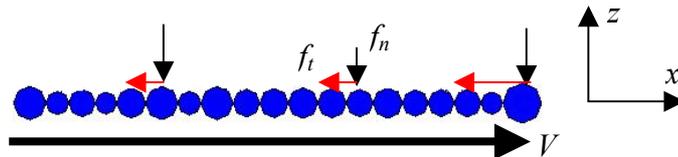


Figure 29 : Forces verticales et horizontales s'exerçant sur la paroi (premier corps) inférieure.

Le coefficient de frottement est calculé de manière instantanée (voir le paragraphe 1.4.4), mais on utilisera essentiellement ici la valeur moyenne du coefficient de frottement, calculée quand il n'y a plus de détachement de particules dans les simulations sans débit d'usure (chapitre 1 de la partie C).

### 2.6.3 Fraction solide

La fraction solide d'un milieu granulaire est définie comme étant le rapport du volume (ou de la surface en 2D) occupé par les sphères, sur le volume (ou la surface) total du domaine étudié. Elle est aussi appelée « compacité ».

La fraction solide représente en quelque sorte la façon dont les sphères occupent l'espace, c'est-à-dire si l'écoulement de particules est dense ou dilué. En augmentant la fraction solide d'un milieu granulaire, on accède à des états successivement proche d'un gaz, d'un fluide, puis d'un solide. Avec des sphères de même diamètre (particules dites « monodisperses »), la fraction solide maximum est de 0,91 en 2D et 0,74 en 3D.

Les résultats portant sur la fraction solide, présentés en partie C, sont des résultats moyens (au sens du paragraphe 1.4.4).

Puisque deux « phases » granulaires coexistent dans nos simulations, on pourrait définir deux fractions solides différentes l'une pour le premier corps et l'autre pour le troisième corps. Cependant, les domaines occupés par l'une et l'autre phase ne sont pas facilement identifiables et l'évolution de la fraction volumique du premier corps ne change (théoriquement) pas puisque les grains sont collés. L'évolution de la fraction solide globale représente donc l'évolution de la fraction solide du troisième corps.

## 2.6.4 Contraintes

Le premier corps dégradable représente une phase quasi-statique du domaine granulaire (contrairement au troisième corps qui évolue d'une façon dynamique). Dans ce « solide », il est possible de calculer un tenseur de contraintes, via une technique d'homogénéisation. On lira à propos [88], [89] et [90]. On accède ainsi à une donnée macroscopique en prenant en compte uniquement des éléments microscopiques.

Sur un certain volume  $V$  du domaine granulaire (tout le matériau dégradable ou une partie de celui-ci), on repère tous les contacts  $\lambda$ , pour lesquels on définit la distance  $d$  d'éloignement des centres des sphères et la force  $f$  d'interaction qu'ils échangent. Le tenseur des contraintes moyennes est alors défini par :

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \sum_{\lambda} d_i^{\lambda} f_j^{\lambda}$$

avec  $i$  et  $j$  les axes  $(x, y, z)$  du système. Les termes d'inertie définis par [91] sont négligés dans cette phase quasi-statique.

Les contraintes sont également moyennées dans le temps, comme expliqué dans le paragraphe 1.4.4.

## 2.6.5 Déformations

Un résultat complémentaire au tenseur des contraintes dans le matériau granulaire est le tenseur des déformations. Cependant celui-ci reste beaucoup plus difficile à mettre en place et nécessite de coûteux temps de calcul. Même si [92] propose une évaluation du tenseur des déformations uniquement à partir des efforts entre sphères, [93] démontre la nécessité de prendre en compte le voisinage de chaque contact. Une triangulation du domaine est alors requise. On lira [90], [94] et [95].

La mise en relation des contraintes et des déformations sur le premier corps « discret » permettrait sa caractérisation mécanique (évaluation d'un module d'Young, etc.). Mais ceci n'est cependant pas notre but. Le matériau granulaire est un modèle de matériau « dégradable » (qui peut libérer des grains) et ne correspond à aucun premier corps concret en particulier. On lira en particulier Preechawuttipong [70], pour une caractérisation des matériaux discrets.

Cette dernière sortie, utile d'une façon générale, montre moins d'intérêts dans le cadre de cette étude sur l'usure et ne sera pas utilisée ici.

## B2 : L'outil expérimental

Le développement d'un outil numérique d'investigation est une des spécificités de cette étude. Il nous permet, comme nous l'avons vu plus haut, de contrôler les différents paramètres intervenant dans le phénomène d'usure, et de mesurer facilement un certain nombre de grandeurs utiles à sa compréhension.

Une étude expérimentale est cependant menée en parallèle à l'étude numérique. Puisque cette dernière ne décrit pas quantitativement un contact réel, on cherche à comparer les résultats qualitatifs obtenus par les deux méthodes pour confirmer ou infirmer les tendances générales prédites par le modèle numérique. Il est cependant évident que toutes les données accessibles grâce aux simulations ne le sont pas dans l'expérience réelle. C'est pour cela que les modélisations numériques ont été bâties. Tout ne pourra pas être comparé. Les expériences « physiques » réalisées se veulent simples, avec un minimum de paramètres et avec « les moyens du bord » puisque l'essentiel de l'effort est porté sur le développement du modèle numérique.

Nous distinguerons dans cette sous-partie un premier chapitre dédié au cahier des charges à vérifier et un second chapitre décrivant les essais adoptés.

# 1. Cahier des charges

Le cahier des charges à respecter pour ces essais expérimentaux concerne à la fois les paramètres à imposer, le type de contact choisi, et les paramètres à mesurer.

## 1.1 Les paramètres imposés

Les paramètres qui paraissent essentiels, de prime abord, pour contrôler le détachement de particules, et l'usure d'une façon générale, sont en particulier la pression de contact et la vitesse de glissement. La loi d'Archard (présentée au chapitre A) fait déjà intervenir ces deux paramètres.

Les matériaux en présence auront évidemment un rôle déterminant, mais il ne s'agit pas de tester différents types de matériaux pour une étude comparative : on s'intéresse au phénomène d'usure en général, sur un matériau « modèle », au plus près de celui utilisé dans les modélisations numériques, si l'on veut comparer qualitativement les résultats.

L'environnement du contact est difficilement modifiable mais son influence peut être grande (notamment sur la cohésion du troisième corps). Un soin particulier doit être apporté pour, si ce n'est tenter de contrôler, au moins identifier et surveiller ses effets (température, degré d'hygrométrie).

## 1.2 Choix du type de contact

Si les expériences réelles servent à valider la démarche numérique, elles doivent avoir des conditions de contact les plus proches possible de la simulation.

Le modèle propose un contact infiniment long dans la direction du glissement (la direction  $x$  dans les simulations numériques) et en glissement continu.

Il faudra aussi différencier deux cas extrêmes où le contact est « fermé » ou bien « ouvert ».

Un contact fermé signifie que les particules de troisièmes corps ne peuvent pas sortir du contact. Elles sont piégées et peuvent uniquement circuler à l'intérieur. Pour ce type de contact, on étudie uniquement le phénomène de détachement de particules en fonction de l'épaisseur de troisième corps qui se crée peu à peu dans le contact. Ceci correspond au modèle numérique avec un premier corps dégradable, mais sans éjection de particules, c'est-à-dire en deux dimensions, ou bien en trois dimensions si l'on ajoute des parois sur les bords latéraux du contact (voir Figure 30).

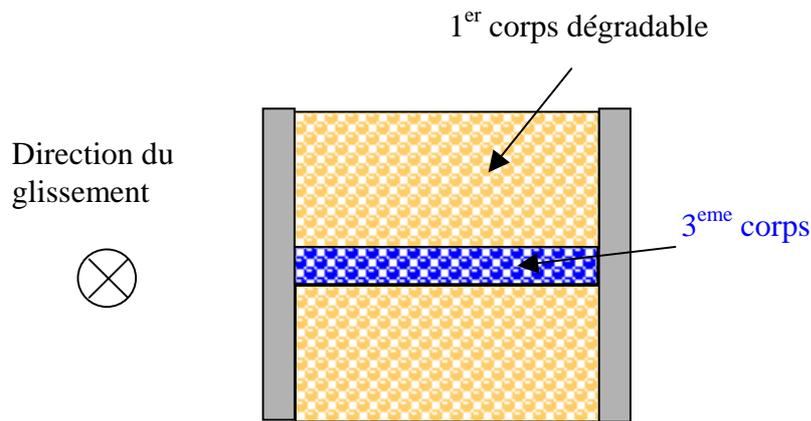


Figure 30 : Contact modèle fermé

Un contact ouvert permet aux particules de troisième corps de pouvoir sortir du contact. On a ici deux phénomènes en présence : le détachement des particules et leur éjection du contact. L'évolution de ces deux phénomènes sera comparé à la quantité de troisième corps présente dans le contact. Le modèle numérique correspondant est un modèle avec premier corps dégradable, en trois dimensions sans parois latérales (voir Figure 31).

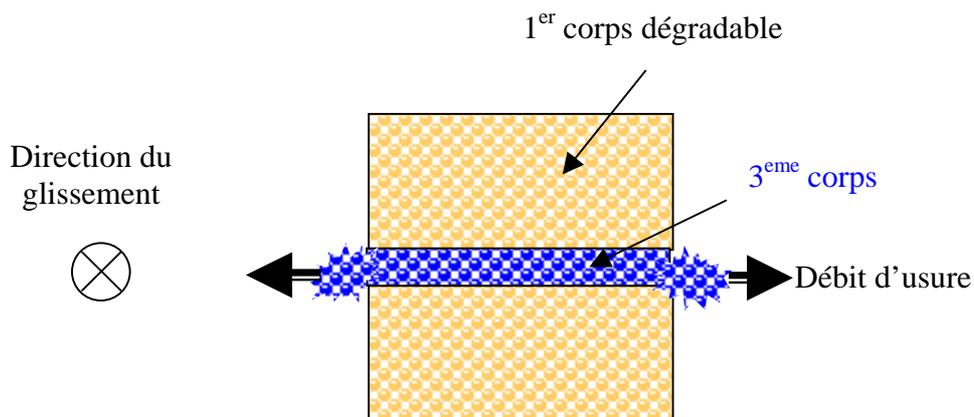


Figure 31 : Contact modèle ouvert

### 1.3 Les paramètres mesurés

Cette étude consiste à appréhender le phénomène d'usure. Nous avons vu que l'usure était un phénomène complexe qui pouvait être vu comme un ensemble de « débits de troisième corps ». Les quantités importantes à évaluer sont donc :

- la quantité de troisième corps présente dans le contact,
- la quantité de troisième corps produite, par unité de temps ou bien depuis le début de l'expérience (respectivement le débit source et le débit source « cumulé »),
- la quantité de troisième corps éjecté, par unité de temps ou depuis le début de l'expérience (c'est-à-dire le débit d'usure ou le débit d'usure cumulé).

## 2. Description

Dans ce chapitre seront décrits successivement : les matériaux premiers corps utilisés, le type de contact choisi, le dispositif sur lequel est installé le contact étudié, les sollicitations que l'on fait subir à ce dernier, et enfin le mode opératoire pour lequel nous avons opté.

### 2.1 Les premiers corps

Pour mener des expériences numériques et expérimentales similaires, on choisit de faire frotter un matériau « prédécoupé », plus prompt à se dégrader en libérant des particules, contre un matériau « non dégradable », ou présentant une faible propension à se dégrader.

#### **2.1.1 Le premier corps dégradable**

Après quelques essais infructueux pour réaliser un tel matériau au sein du laboratoire (avec du sucre par exemple), nous avons fait appel au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Marne-La-Vallée dont l'une des spécialités est la fabrication et la caractérisation de matériaux poreux modèles, composés de billes de verre.

La fabrication des billes comprend trois étapes principales.

- Le verre est concassé, séché, débarrassé de tous les corps étrangers, puis à nouveau broyé en grains qui sont ensuite tamisés.
- Le passage dans un four (projection des grains de verre dans une flamme à très haute température) permet d'obtenir des billes sphériques par le jeu des tensions superficielles.
- Après refroidissement, les billes sont à nouveau tamisées pour former les différentes classes granulométriques. Des contrôles rigoureux sont faits à chacune de ces trois étapes afin d'éliminer tous les grains infondus ou présentant une certaine anomalie.

Les billes sont mises en place par gravité dans un moule en graphite de 8 cm de diamètre et 18 cm de hauteur. Ce moule est placé sur une table qui le soumet à la fois à un mouvement de rotation et à un mouvement vertical descendant pendant le remplissage. Ce procédé assure une très bonne homogénéisation de la porosité de l'empilement.

Le moule rempli est placé dans un récipient en acier dans lequel circule un courant d'azote (gazeux). L'échantillon est porté, suivant un cycle déterminé, à une température supérieure à la température de transition vitreuse du matériau. Deux grains en contact forment un ménisque à rayon de courbure beaucoup plus petit que le rayon de courbure du grain. Cet édifice n'est pas stable, les grains se rapprochent, et cela entraîne une densification de l'empilement. Il est donc possible de contrôler ce processus en agissant sur le temps de frittage (de 1 à 24 h). La montée et la descente en température (1°/min) doivent être lentes pour éviter la formation de fissures. Après refroidissement, le bloc est extrait du moule et il peut être caractérisé (mesure de la porosité).

Le matériau modèle recherché est un matériau prédécoupé dont les particules doivent facilement se détacher (plutôt que se dégrader elles-mêmes). On choisit donc un matériau fritté de porosité maximale (30%). Le troisième corps produit lors des essais d'usure devrait ainsi être constitué au maximum de billes de verre entières (ou de groupes de billes) et non de « poudre de bille ».

Des billes de verre, de diamètres aussi grand que le permet le savoir faire du fabricant de fritté, sont utilisées afin de limiter au maximum leur éjection du contact (dans une géométrie de contact fermé). Des billes de verre de 104 à 148  $\mu\text{m}$  de diamètre sont donc employées.

Lors d'essais préliminaires au laboratoire, les échantillons fournis ont présenté une résistance de 4 à 5 MPa en compression statique, ce qui donne un ordre de grandeur pour la pression de contact à appliquer lors des essais d'usure.

### 2.1.2 Le premier corps non dégradabile

L'autre premier corps (non-dégradable) est simplement constitué d'acier sur lequel on peut coller un papier abrasif constitué de grains de carbure de silicium de taille variable (de l'ordre du diamètre des billes de verre). Ces deux composants sont en effet disponibles facilement au laboratoire. On s'attachera cependant à évaluer soigneusement la possible dégradation du papier abrasif lors des essais d'usure.

## 2.2 Géométries du contact

Le glissement étudié est un mouvement uniforme, et non un va-et-vient de type fretting (qui favorise l'éjection des particules de troisième corps). D'autre part, les tribomètres classiques de type pion-disque présentent la particularité d'un contact court par rapport à la distance de glissement. Il faudrait ici une recirculation totale des particules : toutes les particules éjectées doivent à nouveau entrer dans le contact, après un tour de disque. Pour se rapprocher au mieux d'un contact infiniment long, on pense alors naturellement à un contact couronne / couronne, de diamètre grand devant la largeur du contact. Le contact est plan (avec éventuellement des rugosités) et horizontal pour éviter les effets de pesanteur qui forceraient l'éjection des grains.

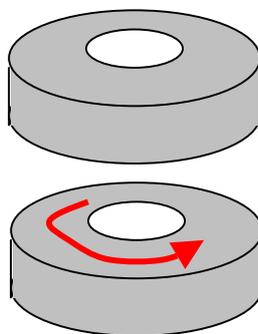


Figure 32 : Contact couronne - couronne

Si l'on choisit, comme dans le modèle numérique, d'avoir un matériau prompt à se dégrader en libérant des particules, et un autre matériau qui soit « inusable », on pourrait considérer une couronne de matériau dégradable (interchangeable) qui frotte contre un disque non-dégradable.

Comme nous l'avons vu plus haut, la géométrie du contact sera différente selon que l'on désire un contact ouvert ou fermé.

### 2.2.1 Contact fermé

Si on veut empêcher les particules de troisième corps de sortir du contact, il faudra imaginer des « bords » infranchissables. Pour cela le disque se transforme en un plateau avec des rebords (voir la Figure 33).

Pour empêcher les particules de sortir par l'intérieur de la couronne, le plateau devrait comporter un pion central autour duquel tournerait la couronne.

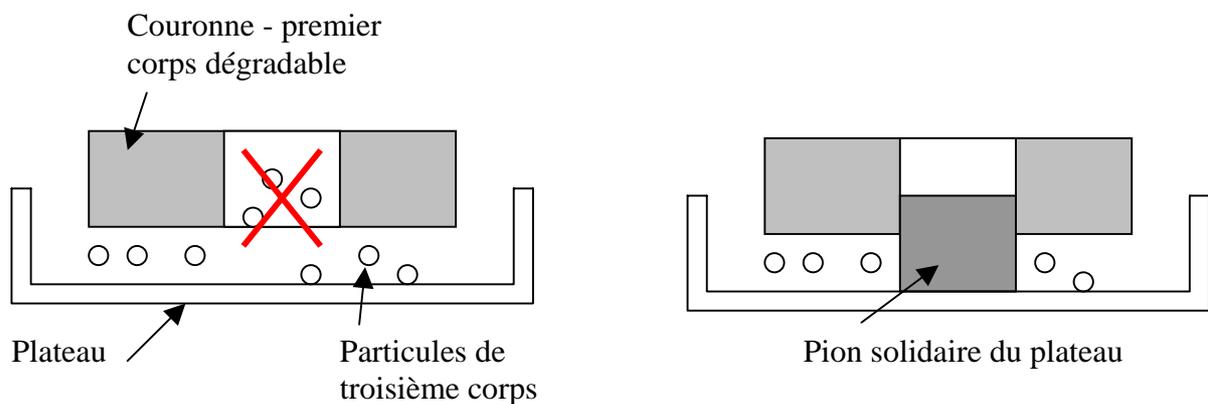


Figure 33 : Contact couronne - plateau

Cependant, il sera très difficile d'assurer l'alignement de la couronne avec le pion central et la cylindricité du centre de la couronne et du pion. On s'expose à des interférences et à du frottement couronne / pion qui doit être évité puisque le contact étudié est le contact plan horizontal entre la couronne et le plateau.

La solution retenue est donc le frottement de l'extrémité d'un cylindre (une face représentée par un disque) contre un plateau « à rebord ».

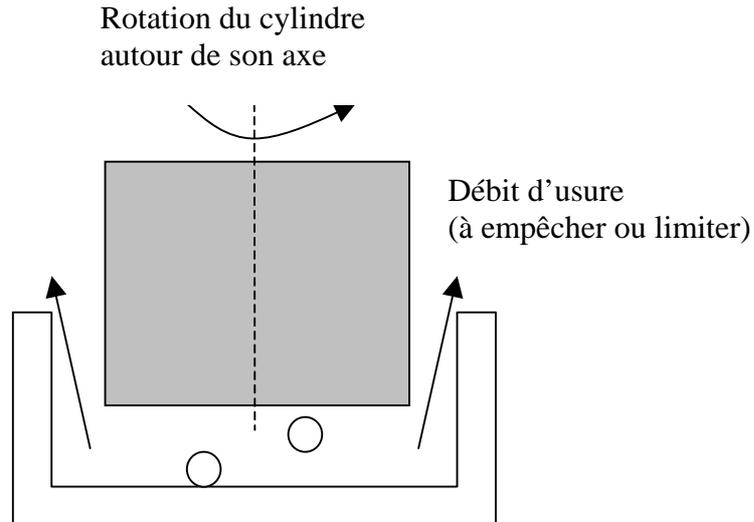


Figure 34 : Contact cylindre - plateau

Grâce à cette géométrie de contact, la seule interface à contrôler est celle entre le cylindre (de matériau dégradable) et les bords périphériques du plateau qui empêchent la sortie des particules. Pour assurer une bonne « étanchéité », le jeu radial devrait être (en théorie) plus petit que la plus petite particule de troisième corps (on rappelle que le diamètre de la plus petite bille de verre constituant le cylindre est de  $104\ \mu\text{m}$ ).

Cette solution est donc un compromis entre le besoin d'avoir un contact infiniment long et le souci d'éviter certains désagréments dus aux contraintes technologiques. Ce compromis pose en revanche le problème qu'un gradient de vitesse s'applique aux particules de troisième corps : les particules de la périphérie se déplacent plus vite que les particules du centre qui ne se déplacent quasiment pas. On évitera également les vitesses élevées qui accentueraient des effets centrifuges non désirables. Nous surveillerons donc l'état des surfaces et la répartition des particules de troisième corps dans le contact pour relever toute localisation de la dégradation du premier corps.

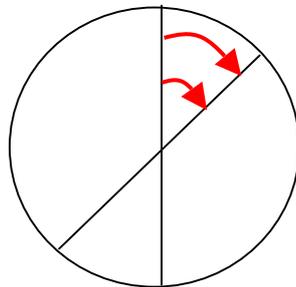


Figure 35 : Champ de déplacement sur la surface de contact.

### **2.2.2 Contact ouvert**

Pour obtenir un contact ouvert qui favorise l'éjection des particules, le système précédent est simplement modifié en éloignant (plus ou moins) ou en supprimant le rebord du plateau.

## 2.3 Le dispositif

Nous décrivons ici à la fois la machine utilisée et les éprouvettes (c'est-à-dire les deux premiers corps) employés.

### **2.3.1 La machine**

La possibilité d'utiliser les tribomètres déjà présents au laboratoire a été étudiée. Cependant la modification à apporter à certains de ces mécanismes pour effectuer le frottement « continu » décrit plus haut est assez importante. De plus, des tests d'usure supposent l'éjection de particules (ici des billes de verre, voir de la poudre de verre) qui risqueraient d'endommager gravement les roulements, glissières, etc. de ces machines qui perdraient ainsi la précision qui les caractérise.

Pour réaliser de tels essais, un nouveau banc d'essai, répondant exactement aux attentes décrites ici, pourrait être imaginé. Cependant le temps et les moyens nécessaires pour la conception et la réalisation d'un tel dispositif sont bien trop importants dans le cadre de cette étude, qui se veut simple et rapidement mise en place. Par conséquent, la solution que nous avons retenue est l'adaptation d'une perceuse classique à colonne (Cincinnati-Milacron, équipée d'un moteur 1500 W, voir Figure 36). Cette machine robuste ne procure pas, a priori, un contrôle précis des pressions et vitesses de rotation imposées (voir plus loin). Elle se trouve cependant disponible et très adaptable.



*Figure 36 : La perceuse à colonne*

### **2.3.2 Eprouvette supérieure (dégradable)**

Le premier corps dégradable peut être fixé dans la broche de la perceuse. Il n'est pas possible de serrer directement le matériau fritté car il s'effrite facilement. Des cylindres (de diamètre 24 mm) sont donc carottés dans le massif de bille de verre frittées (décrit en 2.1). Ces cylindres sont fixés sur un support métallique (acier classique) à l'aide d'une colle (un mélange de résines époxy, de type Araldite) comme décrit sur la Figure 37. La pièce métallique présente, elle, une partie cylindrique qui pourra être fixée directement sur la broche de la perceuse. Au cours de l'opération de collage on devra veiller à ce que la colle ne se diffuse pas à travers tout le matériau fritté mais qu'elle reste confinée sur une épaisseur de quelques diamètres de grains seulement.

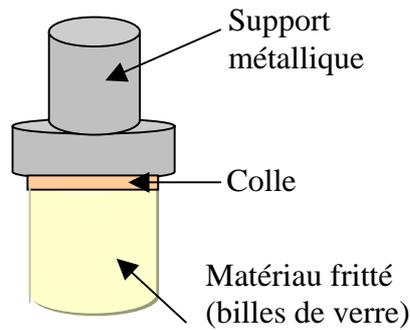


Figure 37 : Epreuve supérieure

Par compromis, en cherchant à avoir une surface de contact la plus grande possible (pour obtenir des pressions de contact adéquates et contenir au maximum les billes détachées dans le contact), mais en prenant également en compte les dimensions du matériau fritté fourni, les dimensions du cylindre de matériau fritté sont de 24 mm de diamètres (à 0,1 mm près étant donné la dimension des billes de verre le constituant) et 25 mm de hauteur.

### 2.3.3 Epreuve inférieure (non dégradable)

Un support est fixé sur la table de la perceuse. L'épreuve inférieure sera guidée en translation par rapport au support par deux petits axes verticaux. Entre les axes (liés au support), sous l'épreuve inférieure, on installe un capteur de force.

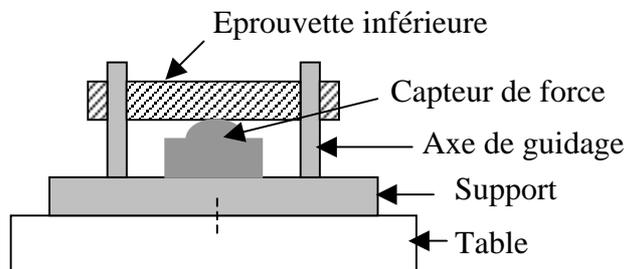


Figure 38 : Capteur de force sous l'épreuve inférieure.

L'épreuve inférieure doit avoir une forme de plateau circulaire avec rebord. Le jeu radial (l'éloignement du rebord) doit être adapté pour contrôler le débit d'éjection (voir plus haut). On distinguera alors deux types d'épreuves, suivant notre choix d'un contact « fermé » ou « ouvert ».

#### Pour un contact fermé

Pour les expériences où l'éjection des particules n'est pas souhaitée, on réalise un alésage à fond plat de 5 mm de profondeur et 24,4 mm de diamètre sur une pièce cylindrique en acier de 50 mm de hauteur et 12 mm de diamètre. Sur le fond de cet alésage on dépose un papier

abrasif d'une rugosité de l'ordre de la taille des billes. Deux petits alésages périphériques reçoivent les axes du support.

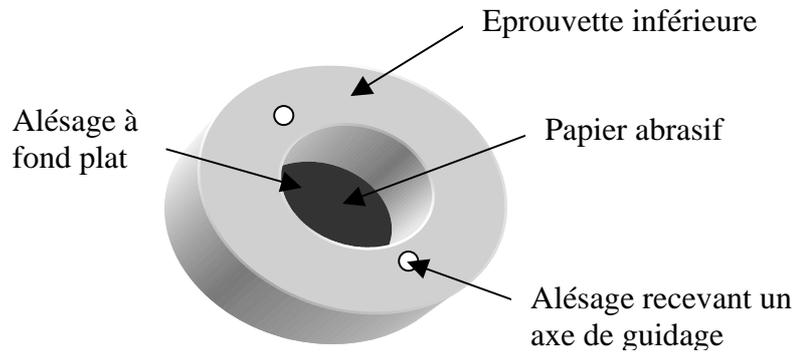


Figure 39 : Eprouvette inférieure pour un contact fermé.

Il existe un jeu radial de 0,2 mm entre les éprouvettes inférieure et supérieure. Un jeu plus faible provoquerait l'interférence des deux éprouvettes pendant l'essai et une usure sur la paroi latérale, et non pas entre les surfaces « planes ». Ce jeu minimum paraît grand si l'on veut contenir les particules de troisième corps, mais l'usinage du matériau fritté et le centrage relatif des pièces sur une machine telle que la perceuse (initialement et pendant la rotation) ne nous permettent pas une plus grande précision.

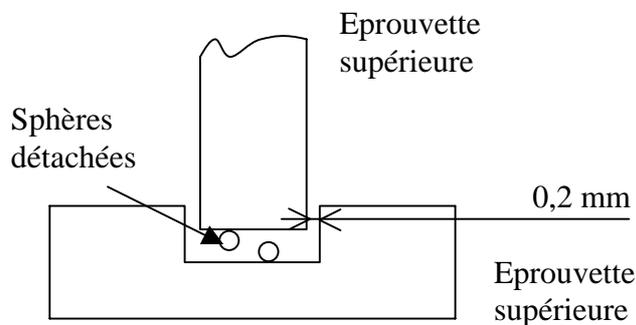
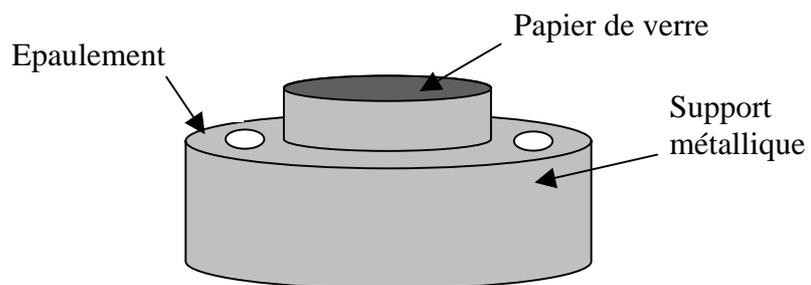


Figure 40 : Jeu nécessaire pour éviter les interférences entre les deux éprouvettes.

#### Pour un contact ouvert

Pour réaliser un contact qui permette l'éjection des particules, l'éprouvette inférieure est un cylindre (de dimensions similaires), toujours percé de deux petits alésages verticaux permettant sa fixation au support. Cette fois-ci, la pièce présente une surface supérieure plane (un disque de 25 mm de diamètre), sans rebord, sur laquelle on colle un papier de verre.



*Figure 41 : Eprouvette inférieure pour un contact ouvert*

Pour récupérer les particules éjectées, une coupelle en polymère est placée autour de la surface frottante.



*Figure 42 : Eprouvette inférieure munie d'une coupelle de récupération des particules éjectées.*

### **2.3.4 Montage et figures récapitulatives**

On représente sur la Figure 43 l'éprouvette supérieure et les éprouvettes inférieures utilisées.



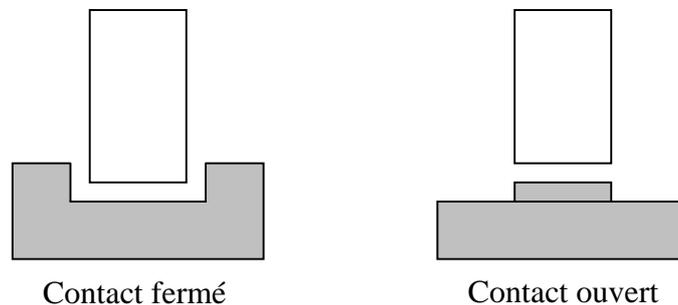
*Figure 43 : Une éprouvette supérieure usagée (en haut), et les deux éprouvettes inférieures, pour contact ouvert( à gauche) et contact fermé (à droite).*

L'éprouvette supérieure est fixée dans la broche et l'éprouvette inférieure est posée sur le support fixé à la table (Figure 44). Cette éprouvette coulisse dans deux axes de guidage (voir aussi la Figure 38)



*Figure 44 : Montage du dispositif.*

Deux types d'essais peuvent être effectués suivant que l'on désire un contact ouvert ou fermé. Pour cela deux montages différents peuvent être effectués.



## 2.4 Sollicitations et environnement du contact

La perceuse exerce sur le contact une force verticale et une vitesse relative entre les deux surfaces par la rotation de la broche.

### **2.4.1 Pression**

La perceuse à colonne permet à l'origine d'imposer, non pas une force ou une pression de contact, mais un déplacement vertical de la broche. Au lieu d'un contrôle en déplacement, on veut imposer une force. On place alors, sur le levier de commande de descente de la broche, un plateau qui supporte des masses. On impose ainsi un couple à l'arbre du levier, ce qui représente une certaine force tendant à faire descendre la broche. Un ressort de rappel, à l'intérieur de la perceuse, tend à faire remonter la colonne. Il faut donc placer un poids suffisant sur le plateau pour vaincre cette force de rappel et le frottement de la broche dans son fourreau.

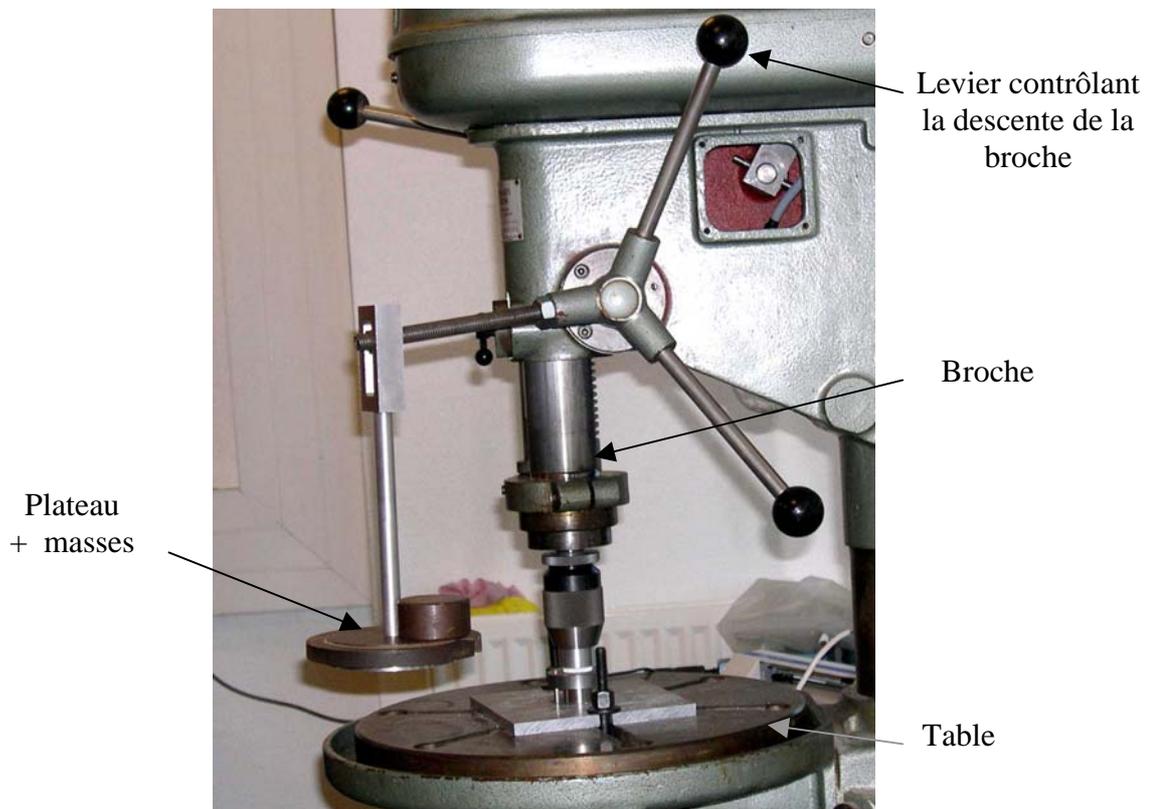


Figure 46 : Masse posée sur un plateau suspendu au levier de descente de la colonne.

On émet l'hypothèse qu'une fois le système mis en place (sous pression), le déplacement de la colonne et du levier sont infimes. Par conséquent, la force de contact imposée ne varie pas, que ce soit par la descente du plateau (modification du couple imposé) ou la variation de longueur du ressort de rappel.

Il est cependant nécessaire de mesurer la valeur et l'évolution de la force appliquée au contact. C'est pourquoi un capteur de force est placé sous l'éprouvette inférieure comme expliqué plus haut. Ce capteur de force est relié à une table traçante qui enregistre la valeur de cette force en temps réel. On vérifie ainsi la stabilité de celle-ci.

Avec un tel dispositif, la force imposée n'est stable et reproductible qu'à partir de 40 N (soit une pression apparente de 88000 Pa pour ces éprouvettes). On ne pourra pas imposer de forces plus faibles au contact étudié et ceci constitue l'une des limites de l'étude.

#### 2.4.2 Vitesse

Le moteur (1500 Watts) peut fournir des vitesses variables allant d'une centaine à 5000 tours / min. Il est possible de sélectionner les vitesses de rotation du mandrin par le jeu de courroies et de poulies de dimensions différentes. La vitesse indiquée par la perceuse n'est qu'approximative et une mesure est nécessaire pour contrôler la vitesse de rotation du mandrin. Cette mesure s'effectue grâce à un tachymètre optique.

La vitesse de rotation la plus faible que nous puissions obtenir est de 120 tour/min. Dans ce cas, sur la périphérie du contact, les surfaces ont une vitesse de glissement relative de 0,15 m/s. Ceci constitue à nouveau une limite de l'étude.

### 2.4.3 Environnement

Nous avons vu que l'atmosphère ambiante pouvait jouer un rôle essentiel dans le comportement des contacts secs. En particulier, les billes de verre ont un comportement hygroscopique.

Cependant, dans le cadre de ces essais, il est difficile de contrôler l'environnement du contact. Nous nous contenterons donc de relever les données importantes comme le taux d'humidité de l'air ambiant à l'aide d'un hygrographe à cheveux.

On notera que, pendant les essais, les faibles variations du taux d'humidité n'ont pas révélé de comportement particulier des grandeurs mesurées.

## 2.5 Mode opératoire

Initialement on pèse, avec une précision du centième de gramme, l'éprouvette supérieure et l'éprouvette inférieure, cette dernière comprenant éventuellement la coupelle. Ceci correspond respectivement aux masses  $M_1$  et  $M_2$ .

L'éprouvette supérieure est fixée dans la broche, l'éprouvette inférieure est placée (posée) sur le capteur de force du support, et peut coulisser verticalement le long des deux axes du support. On applique alors la charge en faisant descendre la colonne et en plaçant les poids sur le plateau du levier. On met en rotation la perceuse (ce qui revient à appliquer la vitesse de glissement) et on déclenche un chronomètre. A un temps  $t$  on arrête le dispositif (vitesse nulle) puis on libère l'éprouvette supérieure de la broche.

L'ensemble des deux éprouvettes est pesé (masse :  $M_3$ ). Dans les expériences menées ici, on trouve toujours, à la précision de la balance près :  $M_3 = M_1 + M_2$ . Ce qui signifie que toutes les particules éjectées du contact se retrouvent effectivement piégées sur l'épaulement (ou dans la coupelle) de l'éprouvette inférieure.

A l'aide d'un pinceau fin, et d'un aspirateur à buse fine (1 millimètre de diamètre), on élimine les particules déposées en périphérie du contact : sur les bords de l'éprouvette inférieure pour le contact fermé, et dans la coupelle pour le contact ouvert. On pèse à nouveau l'ensemble, ce qui donne  $M_4$ . La différence entre  $M_4$  et la somme  $M_1 + M_2$  est la masse totale de particules éjectées du contact depuis le déclenchement du chronomètre (c'est-à-dire le débit d'usure cumulé  $Q_u^{cum}$ ).

On ouvre alors le contact et on nettoie, toujours à l'aide d'un pinceau et d'un petit aspirateur les deux surfaces de contact. On pèse séparément les éprouvettes supérieure et inférieure ( $M_5$  et  $M_6$ ). La différence entre  $M_4$  et  $M_5 + M_6$  représente la masse de particules de troisième corps présente à l'instant  $t$  à l'intérieur du contact (notée  $M_i$  par la suite). La différence entre  $M_5$  et  $M_1$  représente la masse perdue par l'éprouvette supérieure. La différence entre  $M_6$  et  $M_2$  représente la masse perdue par l'éprouvette inférieure.

Dans nos expériences, la différence  $M_2 - M_6$  est (presque toujours) nulle, à la précision de la balance près. Ce qui signifie que l'éprouvette inférieure ne se « dégrade » pas (ou peu). La quantité  $M_5 - M_1$  caractérise donc la masse totale de particules détachées depuis le déclenchement du chronomètre, jusqu'à l'instant  $t$  (c'est le débit source cumulé  $Q_s^{cum}$ ).

Une expérience consiste ainsi à évaluer la masse de troisième corps présente dans le contact ( $M_i$ ), la masse totale de particules détachées du matériau dégradable ( $Q_s^{cum}$ ), et la masse totale de particules éjectées ( $Q_u^{cum}$ ), après un temps  $t$  de fonctionnement. Plusieurs expériences sont donc requises pour tenter d'appréhender l'évolution de ces trois grandeurs au cours du fonctionnement d'un contact.

L'évaluation de ces grandeurs à un instant  $t$  requiert également plusieurs tests identiques (en général trois) et une moyenne est effectuée pour ce temps  $t$ . On s'assure ainsi de la reproductibilité des résultats. En pratique, ces tests présentent des résultats peu différents.

On dispose maintenant d'un outils expérimental (sous la forme d'un rhéomètre plan / plan avec débit de fuite contrôlé) qui pourra être confronté aux résultats qualitatifs révélés par les simulations numériques.

Les essais expérimentaux, dont les résultats figurent dans la suite de cette thèse, ont été réalisés par Anca-Iulia Biolan dans le cadre de son DEA.

# Partie C : Analyse des investigations

On peut montrer [81] que certains contacts « vivent » sans production de troisième corps, en particulier lorsque les sollicitations mécaniques sont faibles en comparaison de la « fragilité » du matériau. La vitesse de glissement peut être accommodée par la déformation élastique des matériaux et des phases de glissement-décollement-impact des surfaces (on lira [30]). Dans certains cas extrêmes on assiste à une accommodation des vitesses à travers les complexes de surface. Ce type d'étude, complémentaire à notre travail, est volontairement occulté ici. Nous chercherons au contraire à solliciter le détachement de particules et l'usure.

Cette partie se décompose en deux chapitres. Le premier porte exclusivement sur une analyse de la dégradation des matériaux menant aux détachements : dans ce cas les particules ne peuvent pas sortir du contact (on parle de contact « fermé »). Le second chapitre est consacré à l'étude du Circuit Tribologique complet, c'est-à-dire en considérant à la fois le détachement des particules et leur éjection du contact. L'usure proprement dite est alors possible.

Dans toute cette partie, nous nous efforcerons de confronter autant que possible les résultats qualitatifs obtenus à l'aide des deux méthodes numérique et expérimentale, décrites dans la partie B.

En ce qui concerne les simulations numériques, les lois de contact entre particules du matériau granulaire ont évolué au cours du travail de thèse. Cependant, afin de donner une certaine homogénéité aux résultats présentés ici, la loi la plus élaborée (liaisons « élastiques ») servira de fil conducteur aux études qui vont suivre. Quelques études anciennes menées avec d'autres lois, coûteuses en temps de calcul, sont également rappelées ici. On montrera alors la faible dépendance des résultats qualitatifs par rapport à la loi choisie pour les liaisons internes au premier corps dégradable.

# 1. Analyse du détachement des particules. Contact fermé.

L'éjection des particules est ici empêchée par la géométrie du contact. Dans les études numériques, le modèle 2D avec premier corps dégradable, ou bien le modèle 3D muni de deux parois latérales (voir le chapitre 2 de la partie B1) sont employés. Dans les études expérimentales, on utilise la configuration « contact fermé », le matériau dégradable frottant sur le fond d'un plateau muni d'un rebord pour éviter les éjections (voir le chapitre 2 de la partie B2).

La question soulevée ici est donc de savoir comment une particule appartenant initialement au matériau premier corps se détache pour devenir une particule de troisième corps. Et en d'autres termes : « Quels sont les modalités d'activation du débit source de troisième corps ? »

## 1.1 Evolution du débit source de troisième corps

Noll [37], Descartes [38] et avant elles Hurricks [96] définissent trois étapes de la « vie » d'un contact tribologique.

- La première est appelée « conception » du contact : des films d'oxydes (écrans) protègent les surfaces temporairement. (Dans son état actuel, notre modèle ne prend pas en compte les écrans).
- L'initiation des premières fissures, la formation des TTS (Transformation Tribologique des Surfaces, [31]-[32]) et le détachement des particules sont observés dans la deuxième étape : la « naissance » du contact.
- Dans la troisième étape : la « vie propre » du contact , on atteint un état permanent et la génération de particules s'accompagne généralement de leur éjection du contact.

A l'aide d'investigations numériques et expérimentales, il convient d'identifier l'activation du débit source de troisième corps pendant toute la durée de fonctionnement d'un contact.

### **1.1.1 Phases de dégradation**

Nous avons vu au chapitre 2 de la partie B1, comment il était possible de simuler numériquement un premier corps qui puisse se dégrader en libérant des particules. Suivant les forces d'interaction choisies entre les sphères constituant ce premier corps, un critère de rupture est défini, au delà duquel une sphère n'est plus collée avec la sphère voisine. Lorsqu'une sphère (ou une particule constituée de plusieurs sphères) casse tous ses « joints de colle » avec les sphères voisines, alors elle est « libre ». Numériquement et expérimentalement, les particules qui se libèrent apparaissent aux niveaux des surfaces des corps en contact et non à l'intérieur même des premiers corps.

On utilise dans ce qui suit des simulations numériques 2D, dont l'exécution (temps de calcul) et la visualisation sont plus aisées que les simulations 3D, et permettent déjà d'identifier des phases de dégradation.

On peut représenter sur un graphique (Figure 47, les caractéristiques figurent en annexe 3.2.) l'évolution du nombre total de sphères détachées dans une simulation (ou bien, comme ici, le pourcentage de sphères détachées par rapport au nombre total de sphères du premier corps dégradé initial : ici 640) en fonction du temps ou de la distance de glissement. La distance de glissement adimensionnée est la distance parcourue par la paroi inférieure pendant une unité de temps adimensionnée. Les données issues des simulations sont adimensionnées et doivent être interprétées qualitativement. Le nombre total de sphères détachées correspond ici trivialement au nombre total de sphères présentes dans le contact.

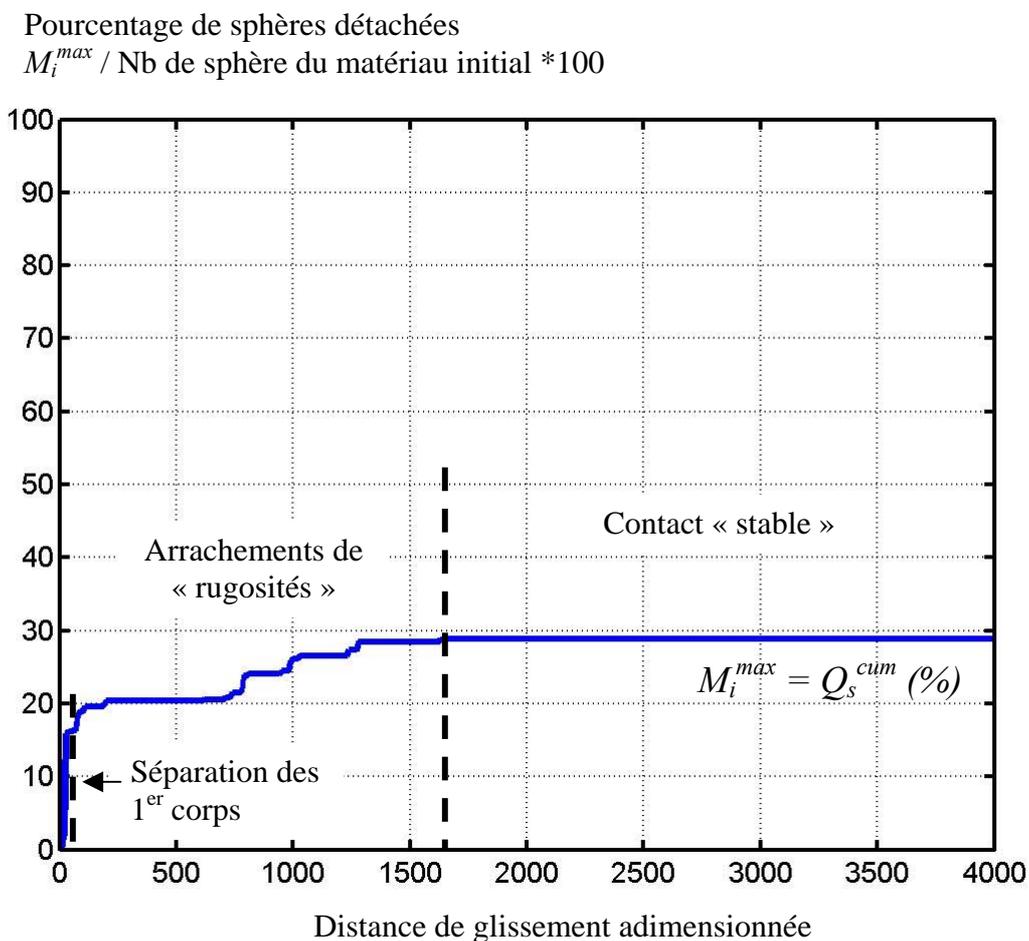
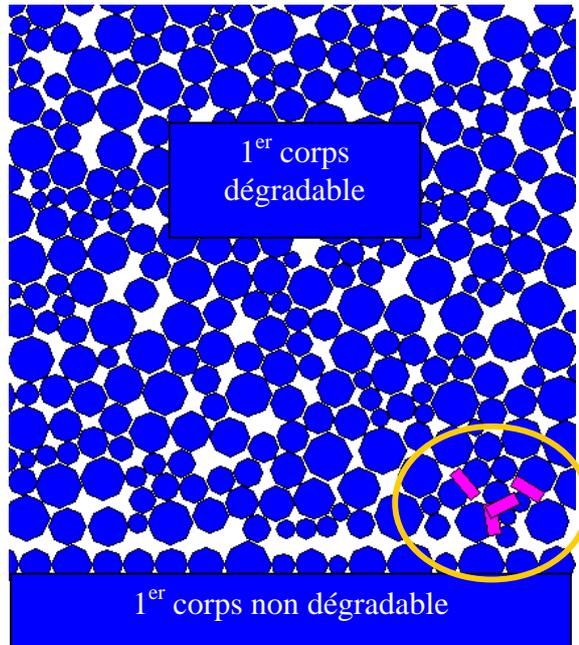


Figure 47 : Proportion de sphères détachées, en fonction de la distance de glissement.

Plusieurs étapes de « dégradation » sont repérées sur la Figure 47. Les paragraphes qui suivent tentent d'expliquer, étape par étape, le processus de détachement de particule.

### « Fissuration »

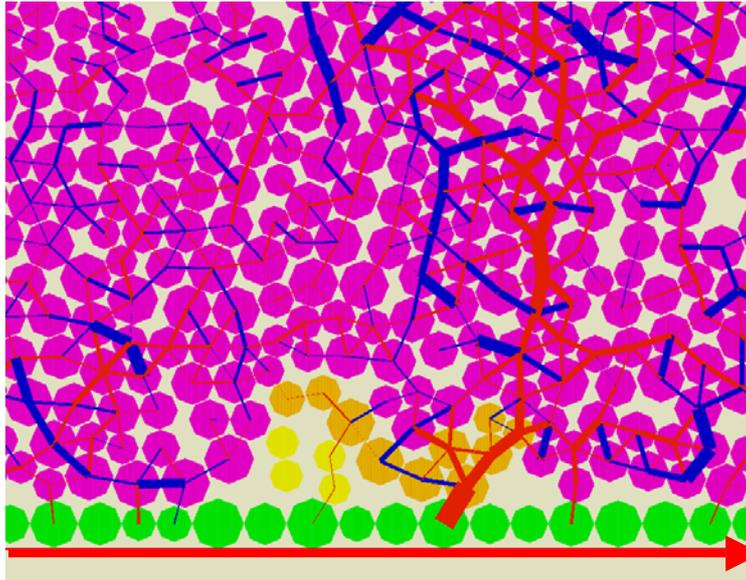
Lorsque la déformation élastique des premiers corps ne suffit plus à l'accommodation des vitesses, les « joints de colle » trop sollicités cassent dans les simulations. Classiquement, les ruptures s'enchaînent sur une épaisseur de plusieurs grains, ce qui présente un phénomène assimilable à la fissuration d'un matériau.



*Figure 48 : « Fissuration » dans le matériau granulaire dégradé. Les rectangles roses (clairs) représentent des liaisons qui ont rompu.*

### Apparition des premières particules de troisième corps

Lorsque toutes les liaisons (« joints ») qui reliaient une sphère (ou un ensemble de sphères) au reste du matériau cassent, alors il y a détachement d'une particule (constituée d'une ou plusieurs sphères). Les particules détachées sont entraînées à l'intérieur du contact et doivent supporter toute la charge appliquée au premier corps. Localement, la pression de contact est très élevée. Ce qui explique que les détachements de particules qui surviennent alors sont concentrés autour des détachements initiaux.



*Figure 49 : « îlot » de troisième corps. Les traits rouge (clairs) représentent les forces normales des contacts répulsifs et les bleus (foncés) les forces des contacts adhésifs. L'épaisseur du trait est proportionnelle à l'intensité de la force.*

Sur la Figure 49, on remarque le détachement d'un amas de sphères (sphères légèrement plus foncées que les sphères très claires, indépendantes) au voisinage de sphères initialement détachées. La pression de contact est supportée particulièrement à travers ces grains.

#### Séparation des premiers corps

De façon très rapide (voir la Figure 47), les îlots constitués de particules de troisième corps se rejoignent en entraînant les « rugosités » qui les séparaient et qui assuraient encore par endroit un contact premier corps / premier corps. A l'issue de cette phase, les deux surfaces ne sont plus en contact direct mais sont séparées par une couche de troisième corps sur toute la longueur du contact.

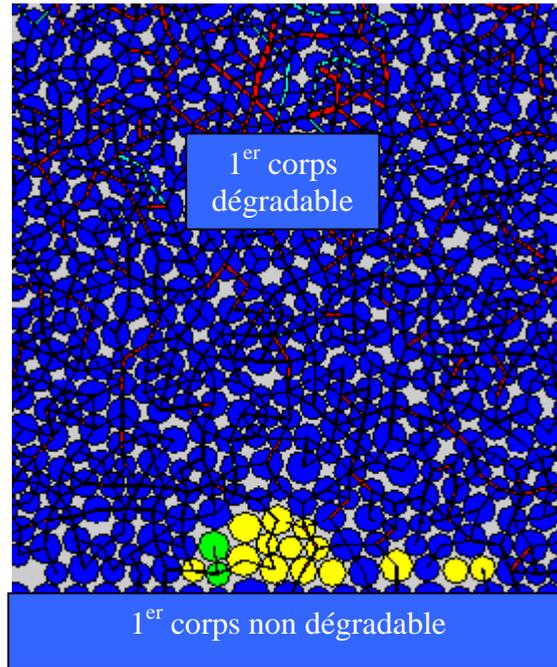


Figure 50 : Plusieurs îlots de troisième corps qui se rejoindront pour former une couche.

#### Arrachement de « rugosités »

La surface du premier corps dégradé évolue par la suite beaucoup plus lentement. Des « rugosités » se détachent les unes après les autres. Le troisième corps accommode alors les vitesses relatives entre les premiers corps. Suivant sa rhéologie, les sollicitations mécaniques, la nature des matériaux, etc. les dégradations se poursuivent un certain temps (jusqu'à une distance de glissement adimensionnée de 1700 environ sur la Figure 47).

#### Couche stable de troisième corps

Si une épaisseur suffisante de troisième corps est formée, alors les dégradations s'arrêtent et le débit source de troisième corps devient nul.

L'existence de cette phase est déterminante pour la conception d'un contact à l'usure limitée. Il faudra cependant rappeler les conditions d'obtention d'un tel équilibre :

- Le contact étant fermé, les particules détachées ne peuvent pas s'en échapper. Auquel cas il y aurait diminution possible de l'épaisseur de troisième corps qui laisserait supposer une réactivation des détachements.
- Le modèle numérique utilisé pour cette analyse suppose un comportement « fragile » des premiers corps dégradables, ne prenant pas en compte des aspects d'endommagement plus complexe des liaisons.

### **1.1.2 Débit source et quantité de troisième corps**

Précédemment, on a représenté l'évolution du débit source cumulé au cours du temps. A la vue de ces résultats, on peut penser que l'activation du débit source est très liée à la

quantité  $M_i$  de troisième corps contenue dans le contact. En effet, dans la Figure 47, plus il y a de particules de troisième corps, moins le débit source  $Q_s$  semble être actif. C'est ce que l'on vérifie dans la Figure 51, où l'on représente directement  $Q_s$  en fonction de  $M_i$ .

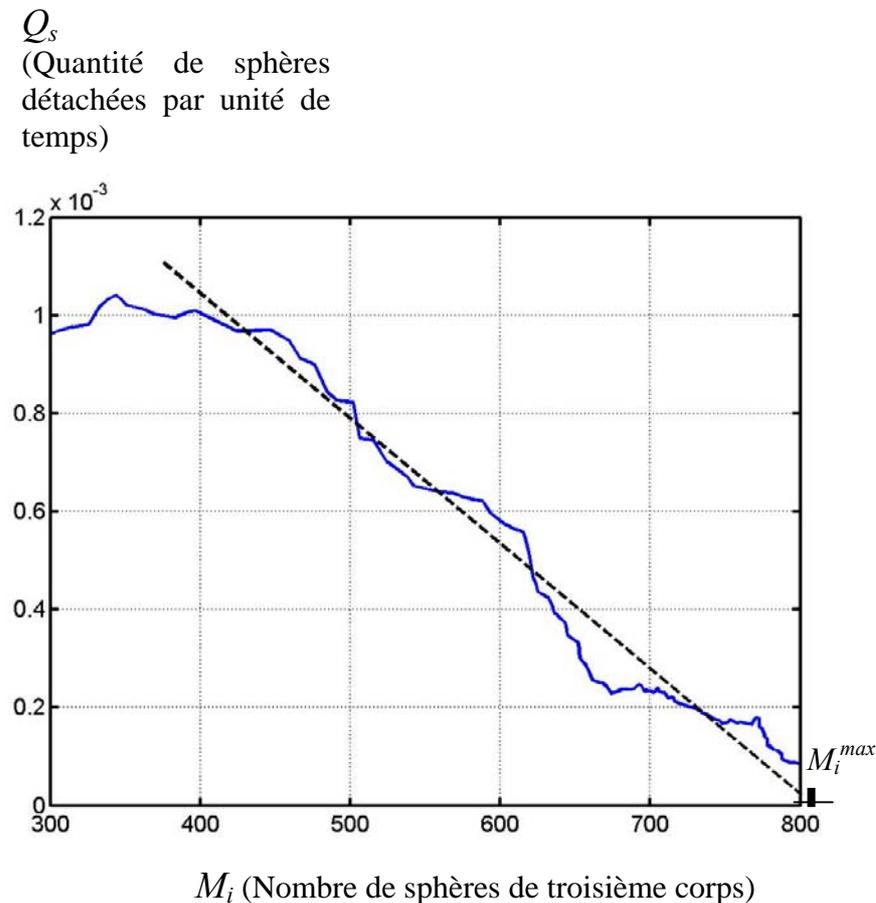


Figure 51 : Evolution du débit source en fonction de la quantité de troisième corps (simulations numériques). Les caractéristiques principales sont décrites en annexe 3.3.

Il est intéressant de voir que, en première approximation, le débit source est une fonction linéaire décroissante de la quantité de troisième corps présente à l'interface.

Ces courbes montrent également, d'une autre façon, l'arrêt du débit source de troisième corps (qui représente les détachements de particules) pour une certaine quantité  $M_i^{max}$  de troisième corps dans le contact.

Une fois ce lit de troisième corps créé, l'accommodation de la vitesse de glissement s'effectue principalement à travers celui-ci. Les premiers corps (qui ne sont plus directement en contact) ne sont donc plus autant sollicités et ne se dégradent plus.

Il convient maintenant de voir dans quelle mesure ces premiers résultats sont valables.

### 1.1.3 Robustesse des résultats. Discussion.

L'existence d'une couche stable de troisième corps dans un contact fermé, ainsi que l'évolution générale du débit source, constituent une étape essentielle de notre étude. On doit maintenant montrer que, d'une expérience à l'autre, des résultats qualitativement identiques peuvent être retrouvés. On s'attache d'abord à montrer dans quelles mesures les différentes « versions » du modèle numérique donnent les mêmes résultats. Ensuite, on montre comment les essais expérimentaux donnent des résultats qualitatifs similaires à ceux des simulations.

#### Expériences numériques

D'une simulation à l'autre, les mêmes évolutions du débit source doivent être retrouvées. Les différences majeures entre les différentes « versions » du modèle numérique concernent principalement :

- le modèle de loi d'interaction (liaisons ou joints) entre particules du premier corps dégradé,
- et la largeur du contact (ce qui inclut les différences entre les simulations 2D et 3D).

#### □ *Les modèles de liaisons (joints)*

Dans les simulations numériques, on peut observer une équivalence entre les trois types de premier corps dégradé utilisés (constitués de liaisons entre sphères différentes).

Sur la Figure 52, on compare les résultats en dégradation de premiers corps à liaisons :

- « élastiques »,
- « souples »,
- ou de type « Delenne » (voir les définitions dans le paragraphe 2.3.2 de la partie B1).

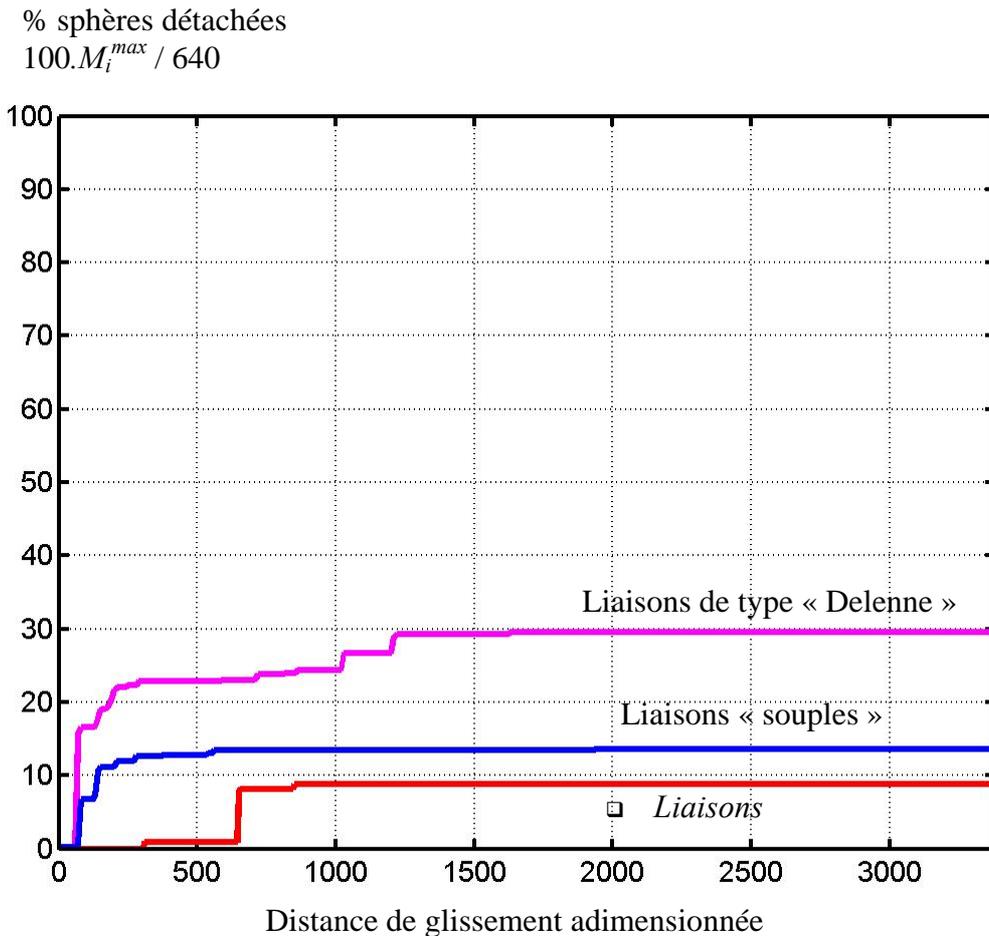


Figure 52 : Comparaison qualitative de la dégradation de matériaux granulaires, dont les liaisons entre sphères sont gérées différemment (les caractéristiques communes figurent en annexe 3.4.). Chaque matériau granulaire comporte 640 sphères détachables.

On montre qualitativement que ces trois façons de définir le comportement du premier corps dégradable mènent à des phases de dégradation (représentées par l'évolution du débit source de troisième corps) similaires. En revanche, on ne cherchera pas ici à quantifier la « résistance » plus ou moins grande, avec tel ou tel type de loi d'interactions entre sphères, du premier corps dégradable.

En particulier, l'existence du « contact stable », c'est-à-dire l'existence d'une couche suffisante de troisième corps qui permet l'arrêt du débit source, n'est pas une caractéristique de telle ou telle modélisation des joints. Ceci révèle donc un comportement physique qui dépasse la façon de modéliser les liaisons.

On notera cependant que des lois d'interaction incluant des phénomènes d'endommagement plus complexe des joints ne sont pas pris en compte. On reste dans le cadre de joints élastiques et fragiles. Considérer par exemple des effets de « fatigue » des liaisons pourrait (peut-être) engendrer des détachements de particules qui perdurent. Ce type d'endommagement complexe est hors du cadre de ce travail. Il pourra en revanche être développé par la suite.

La deuxième différence majeure parmi nos différentes simulations est le nombre de dimension de l'espace choisi. La dimension  $y$ , absente des simulations 2D présente des caractéristiques particulières en 3D.

□ *Importance de la largeur du contact - Comparaisons des simulations 2D et 3D*

Si l'allure linéaire du débit source  $Q_s$  en fonction de la quantité  $M_i$  de troisième corps formé reste un résultat avéré, on notera cependant un comportement légèrement différent selon la largeur du contact choisi. On trace sur un même graphe (Figure 53) des résultats issus de simulations 3D (avec des largeurs de contact différentes) et un résultat issu d'une simulation 2D.

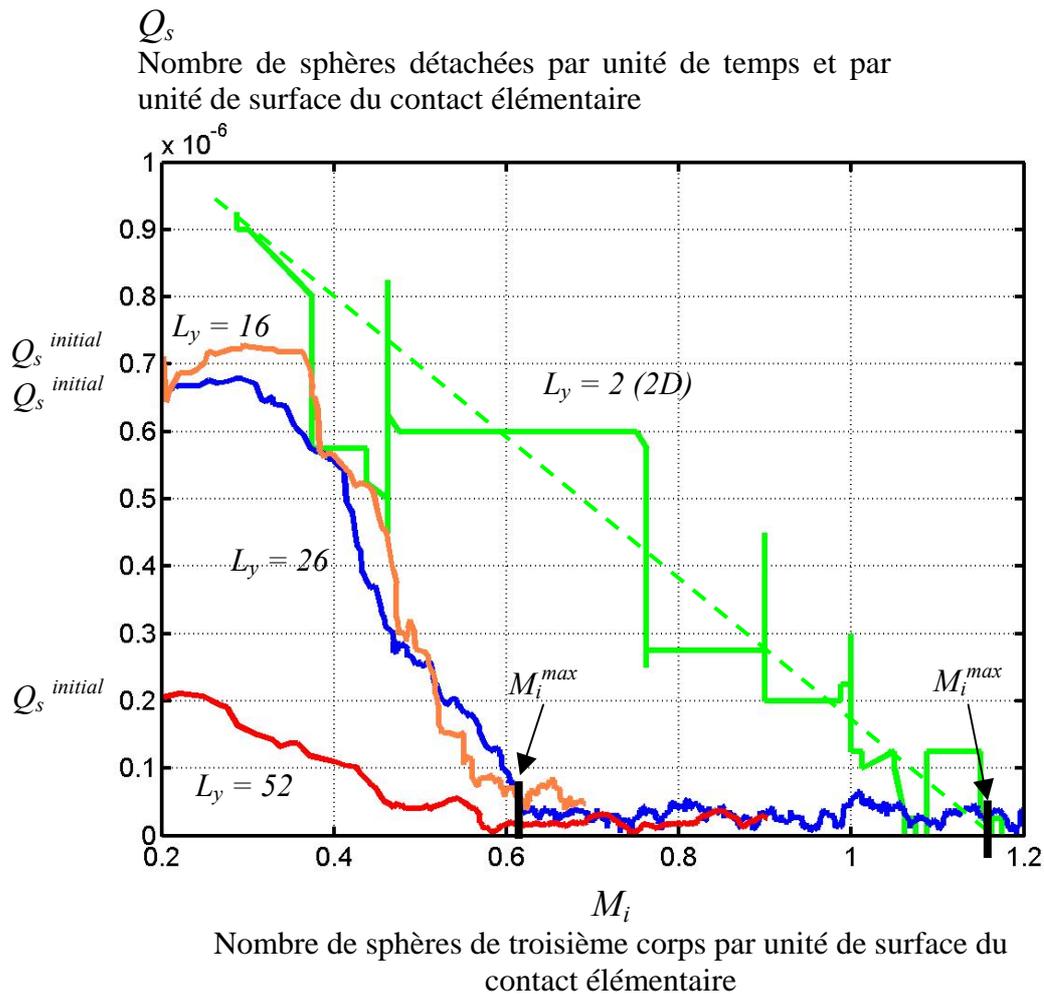


Figure 53 : Evolution du débit source en fonction de la quantité de troisième corps, pour des largeurs de contact différentes. Les caractéristiques principales sont celles de l'annexe 3.1.

La valeur à l'équilibre  $M_i^{max}$  (lorsque les détachements de particules semblent s'arrêter) reste quasiment constante d'une simulation 3D à une autre. En revanche, la simulation 2D montre toujours une épaisseur stable nettement plus grande que dans les simulations 3D. Ce

qui s'explique logiquement par le fait que les particules qui circulent dans un contact 3D peuvent « contourner des rugosités », alors qu'elles sont bloquées en 2D, et tendent à détacher les « rugosités » qui se trouvent en travers de leur chemin.

On notera que si une quantité stable de troisième corps, pour laquelle il n'y a plus du tout de détachements, est facilement obtenue en 2D, en revanche en 3D des détachements minimes subsistent, entraînant une augmentation régulière (mais lente) de la couche de troisième corps, au delà de  $M_i^{max}$  et de la partie linéaire caractéristique de la dégradation. Cependant, lorsqu'il s'agira d'étudier un « contact complet » incluant détachement et éjection des particules, ce problème n'interviendra plus (chapitre 2) : la quantité  $M_i^{max}$  ne sera jamais atteinte. Par conséquent, en 2D comme en 3D, on considérera que le débit source devient inactif lorsqu'une quantité  $M_i^{max}$  de troisième corps est obtenue.

Entre les différentes simulations 3D on observe un comportement qui s'explique physiquement. A la mise en contact des premiers corps (pour une épaisseur de troisième corps nulle : les matériaux frottent directement l'un sur l'autre), le débit source est d'autant plus grand que la largeur (et donc la surface) de contact est réduite. Plus la surface de contact est grande, plus la pression appliquée sur la paroi supérieure se trouvera répartie de façon « homogène » sur tout le contact. Avec des surfaces réduites, en revanche, la pression n'est plus supportée que par quelques sphères, ce qui crée des disparités plus grandes entre chaque élément de la surface de contact du premier corps dégradé.

Sur la Figure 53, au fur et à mesure que la couche de troisième corps est créée, les intensités des différents débits source se rejoignent (au moins pour les simulations 3D) et une même couche  $M_i^{max}$  est atteinte (pour laquelle les détachements sont minimes), ce qui montre que le troisième corps participe à une répartition plus homogène des forces dans le contact.

### Confirmation expérimentale

Pour confirmer ou infirmer les observations des paragraphes 1.1.1 et 1.1.2, on fait appel aux essais expérimentaux. On utilise la configuration « contact fermé », c'est-à-dire que l'éprouvette inférieure présente un alésage à fond plat empêchant au maximum l'éjection des particules détachées. Les billes de verre du premier corps supérieur fritté ont des diamètres compris entre 104 et 148  $\mu\text{m}$ . La vitesse de rotation est de 120 tr/min, la pression appliquée est de 0,088 MPa. La rugosité du papier abrasif est de 75  $\mu\text{m}$ .

#### □ *Evolution générale*

La Figure 54 montre l'évolution des débits cumulés obtenus. Dans une certaine mesure, les évolutions des débits expérimentaux présentés ici sont similaires à celles des débits numériques (Figure 47).

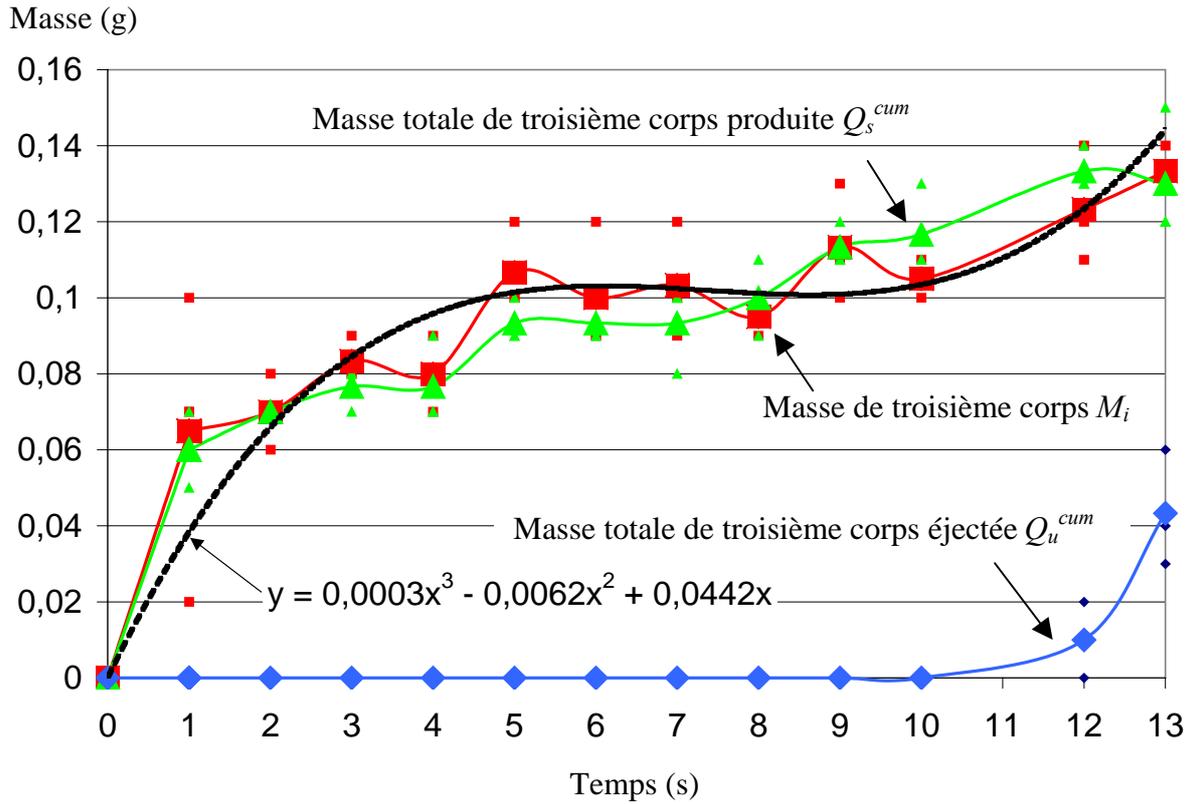
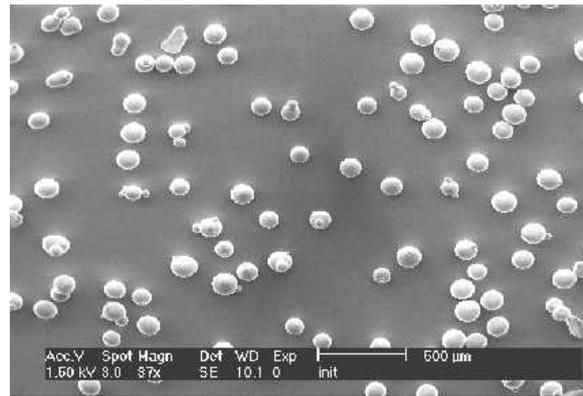


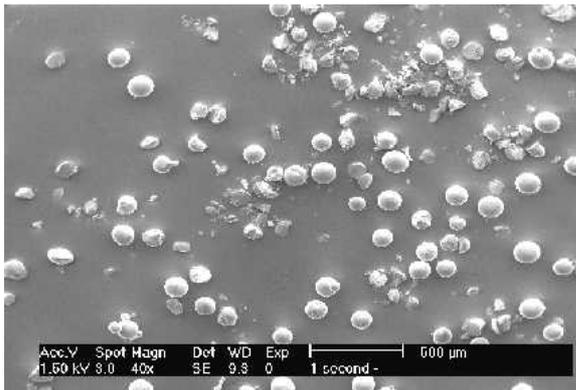
Figure 54 : Evolution des débits source et d'usure cumulés et de la quantité de troisième corps (Etude expérimentale, contact fermé). La courbe théorique en pointillé est une approximation polynomiale de  $Q_s^{cum}$ .

Expérimentalement, on assiste bien à la formation d'une couche de troisième corps, avec initialement aucune éjection de particules. Mais ensuite, les billes de verres sont broyées dans le contact (voir la Figure 55) et la poudre ainsi formée peut s'évacuer par l'entrefer. Ce jeu est cependant nécessaire pour empêcher toutes collisions non voulues entre les deux premiers corps.

a) Billes de verre constituant le fritté



b) Après 1 seconde



c) Après 5 secondes

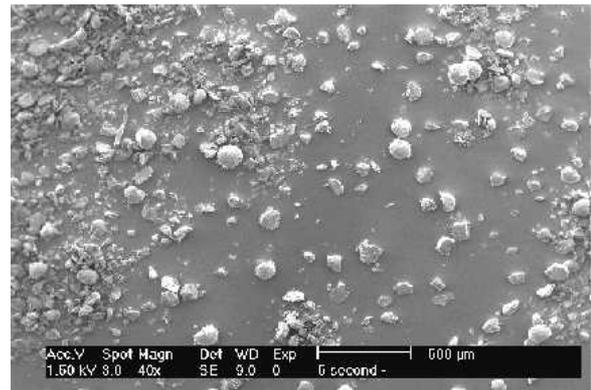


Figure 55 : Images des billes de verre constituant le fritté, et du troisième corps récupéré après des essais de 1 et 5 secondes (Microscope Electronique à Balayage).

A la précision de la balance près, on considère qu'il n'y a pas d'éjection de particules jusqu'à 10 secondes. Il y a production de troisième corps jusqu'à une certaine quantité (0,1 g environ ici), à partir de laquelle la production de troisième corps ralentit brusquement. Un niveau stable de troisième corps est bien formé. Dans ce cadre, on confirme partiellement les tendances décrites plus haut.

□ *Débit source et masse de troisième corps*

Comme décrit plus haut pour les simulations numériques, on étudie le débit source  $Q_s$  obtenu expérimentalement par rapport à la quantité  $M_i$  de troisième corps dans le contact.

Pour pouvoir évaluer  $Q_s$ , il faut « dériver »  $Q_s^{cum}$  par rapport au temps. On utilise alors l'approximation polynomiale établie à partir des résultats précédents (représentée sur la Figure 54). On peut alors représenter ces résultats sous la forme de la Figure 56.

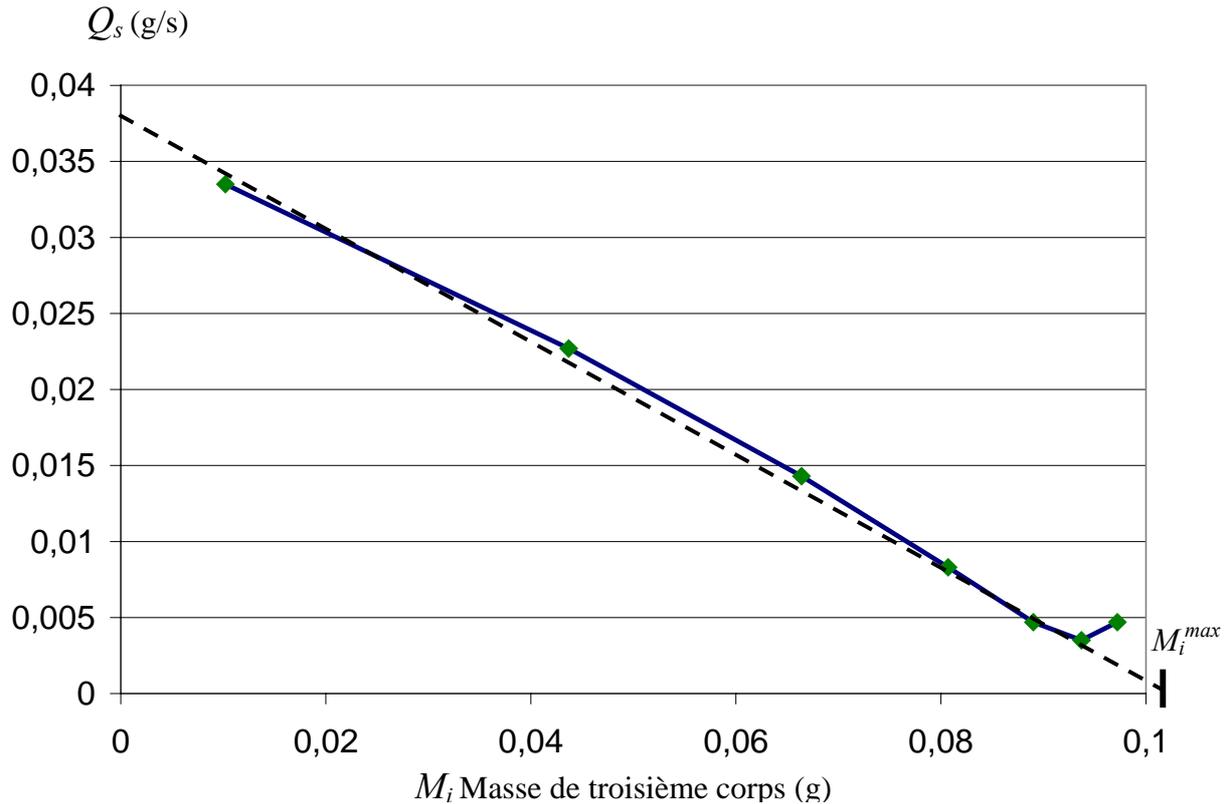


Figure 56 : Evolution du débit source en fonction de la quantité de troisième corps (Etude expérimentale).

La similitude qualitative du comportement du débit source de troisième corps entre les deux types d'investigations est ici frappante.

Aussi bien du point de vue des résultats numériques (voir plus haut) que des résultats expérimentaux, le débit source est, au moins dans une certaine mesure, une fonction linéaire et décroissante de la quantité de troisième corps présent à l'interface.

Le caractère linéaire, donc simple, de  $Q_s$  en fonction de  $M_i$  sera fondamental pour l'établissement (dans la partie D) d'un modèle analytique de l'usure, à partir d'un découplage des débits source et d'usure.

#### 1.1.4 Analyse des contraintes

Comme précisé dans la partie B1, il est possible numériquement, tout au long du processus de détachement de particules, de suivre l'évolution des contraintes dans le premier corps dégradé. Pour cela il est nécessaire de définir un volume élémentaire dans lequel est calculé le tenseur des contraintes moyennes. Dans un premier temps, on calcule le tenseur des contraintes sur l'ensemble du premier corps dégradé élémentaire. Ensuite, on s'intéressera particulièrement à la zone proche du contact (peau du « matériau »).

## Contraintes dans le matériau granulaire

On trouvera sur la Figure 57 l'évolution des contraintes  $\bar{\sigma}_{xx}$ ,  $\bar{\sigma}_{zz}$  et  $\bar{\sigma}_{xz}$ , moyennées sur tout le premier corps dégradable, lors des détachements de particules.  $\bar{\tau}_{max}$  est la contrainte de cisaillement maximum du tenseur.

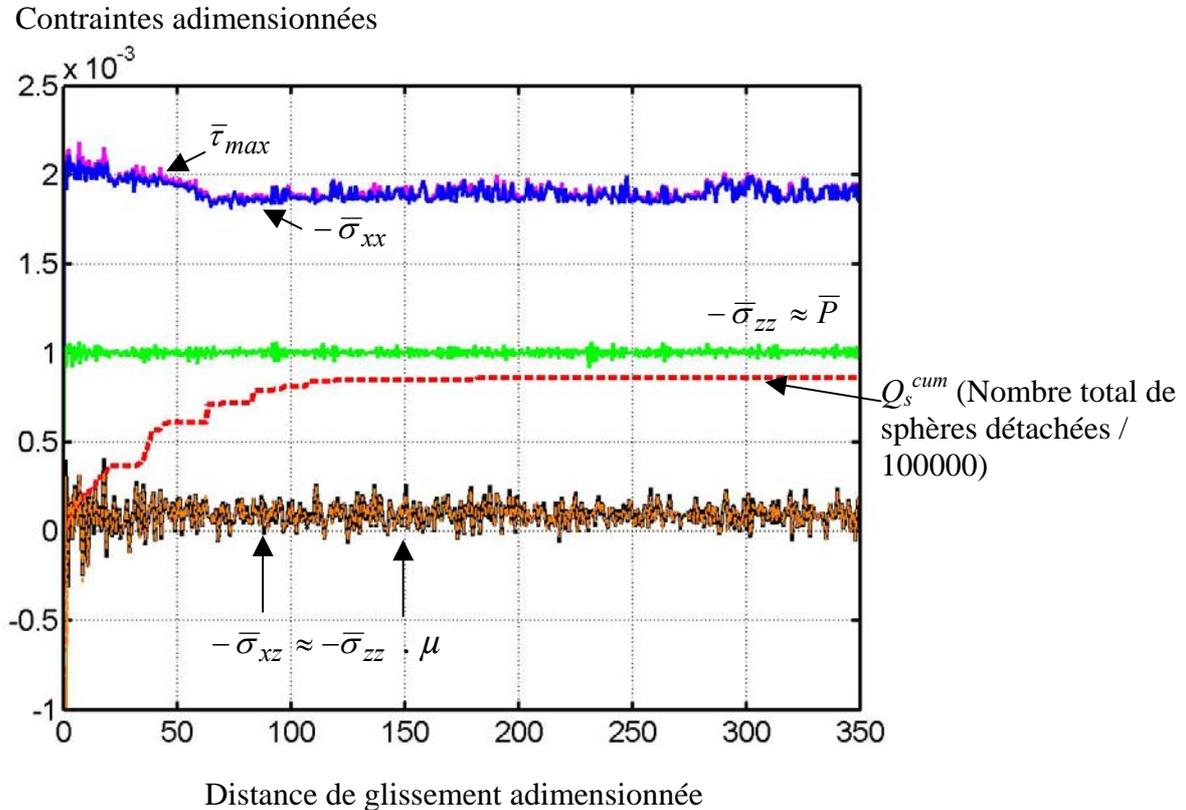


Figure 57 : Evolution des contraintes dans le matériau granulaire lors d'une simulation de détachement de particules. Les caractéristiques figurent en annexe 3.1.

Validation :

- $\sigma_{zz}$  représente directement la pression normale  $P$  appliquée au contact (au signe près),
- $\sigma_{xz}$ , rapportée à  $\sigma_{zz}$ , représente le coefficient de frottement « macroscopique »  $\mu$  mesuré (voir le paragraphe 2.6.2 de B1) sur la paroi inférieure (les courbes de  $\bar{\sigma}_{xz}$  et  $\mu \cdot \bar{\sigma}_{zz}$  sont ici quasiment superposées). Le rapport de  $\sigma_{xz}$  sur  $\sigma_{zz}$ , calculé localement, équivaut donc au rapport des données macroscopiques  $F_t / F_n$  (si  $F_n$  est la charge et  $F_t$  la force de frottement).

Remarque :

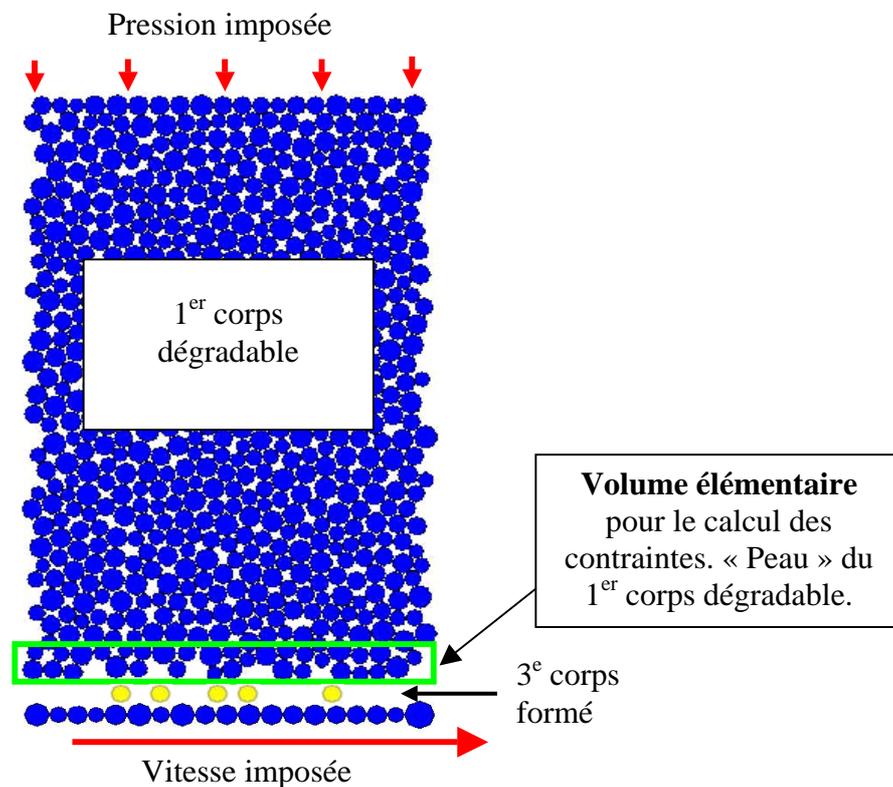
$\sigma_{xx}$  subit directement les effets de la dégradation, représentée ici en traits pointillés. L'évolution de la contrainte maximum de cisaillement  $\tau_{max}$ , est quasiment confondue avec celle de  $\sigma_{xx}$ . C'est cette contrainte particulière, utilisée par ailleurs pour définir des critères de résistance (critère de Tresca), qui sera étudiée par la suite, en fonction de la dégradation du matériau granulaire.

## Contraintes et dégradation

Pour analyser plus finement les relations entre contraintes dans le premier corps et détachements de particules, on présentera dans ce chapitre les résultats de simulations 2D, dans lesquelles les contraintes sont calculées dans la « peau » du matériau (caractéristiques présentées en annexe 3.5.). Plus de détails seront trouvés dans [84].

Les forces d'interaction dans le premier corps dégradable sont de type « Delenne », mais on montre dans l'annexe 3.6. des résultats identiques avec les forces du type « élastiques », utilisées précédemment. Par conséquent les résultats qui suivent montrent bien l'évolution d'un phénomène physique, indépendamment du modèle numérique choisi.

La « peau du matériau » est représentée par un volume élémentaire qui est une tranche horizontale du domaine, de hauteur égale à deux diamètres de sphères, dans laquelle se trouvent les sphères du premier corps dégradable les plus proches de la surface frottante (Figure 58). C'est ce volume qui générera les futures particules de troisième corps. Ce volume suit, tout au long de la dégradation, l'évolution du premier corps dégradable.



*Figure 58 : Le volume élémentaire pour le calcul des contraintes, en surface du premier corps dégradable.*

Avec ce petit volume élémentaire (peau) on montre des résultats qualitatifs identiques à ceux observés précédemment sur l'ensemble du premier corps dégradable, les variations sont simplement bien plus marquées puisqu'il s'agit de la zone la plus sollicitée du matériau. La Figure 59 montre en effet à la fois l'évolution de la contrainte de cisaillement maximum dans

ce volume, celle de la quantité de troisième corps dans le contact, celle du nombre de « fissures » (Nbfiss) détectées dans le matériau granulaire et enfin celle de l'épaisseur minimum de troisième corps ( $\bar{H}_{min}$ ).

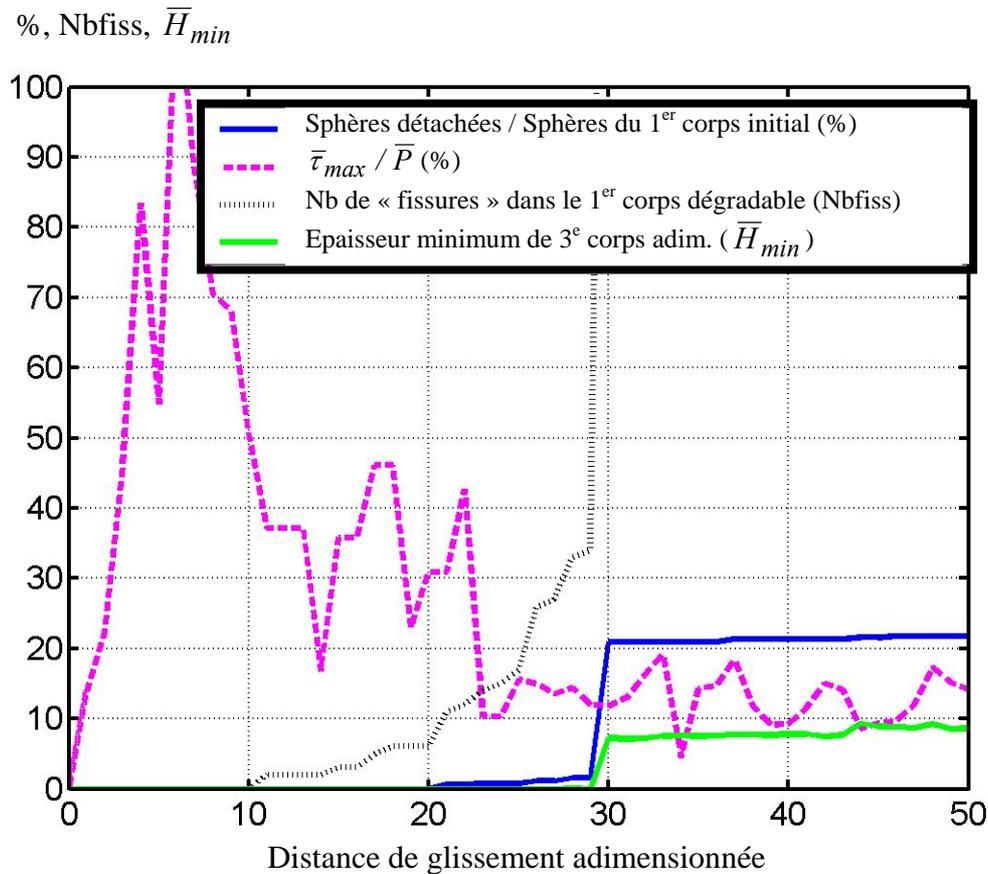


Figure 59 : Relations entre contraintes, « fissures » et détachement de particules au début du fonctionnement de contact.

Les contraintes dans le matériau granulaire augmentent jusqu'à l'apparition des premières fissures dans le premier corps (rupture des joints, comme explicité dans le chapitre 2 de B1). Le nombre croissant de fissures est alors lié directement à la diminution des contraintes dans le premier corps (celui-ci se réarrange par des ruptures locales entre sphères). A la suite de ces « fissurations », les premières particules de troisième corps apparaissent. Le niveau de contrainte a alors déjà atteint son niveau le plus bas. D'abord marginaux, les détachements de particules se multiplient très rapidement : il y a « balayage » de la zone endommagée par les « fissurations » précédentes. Le débit source de troisième corps est très actif, jusqu'à la formation de l'état stable de troisième corps, qui apparaît ici dès qu'une couche de troisième corps recouvre tout le contact.

Dans un autre exemple (où seule change la rhéologie du troisième corps), l'épaisseur stable (plus de détachements) apparaît plus tard : il existe une phase de transition (arrachement de rugosités) où une couche de troisième corps est présente sur toute la surface de contact mais des détachements de particules surviennent encore pendant quelques temps (voir Figure 60).

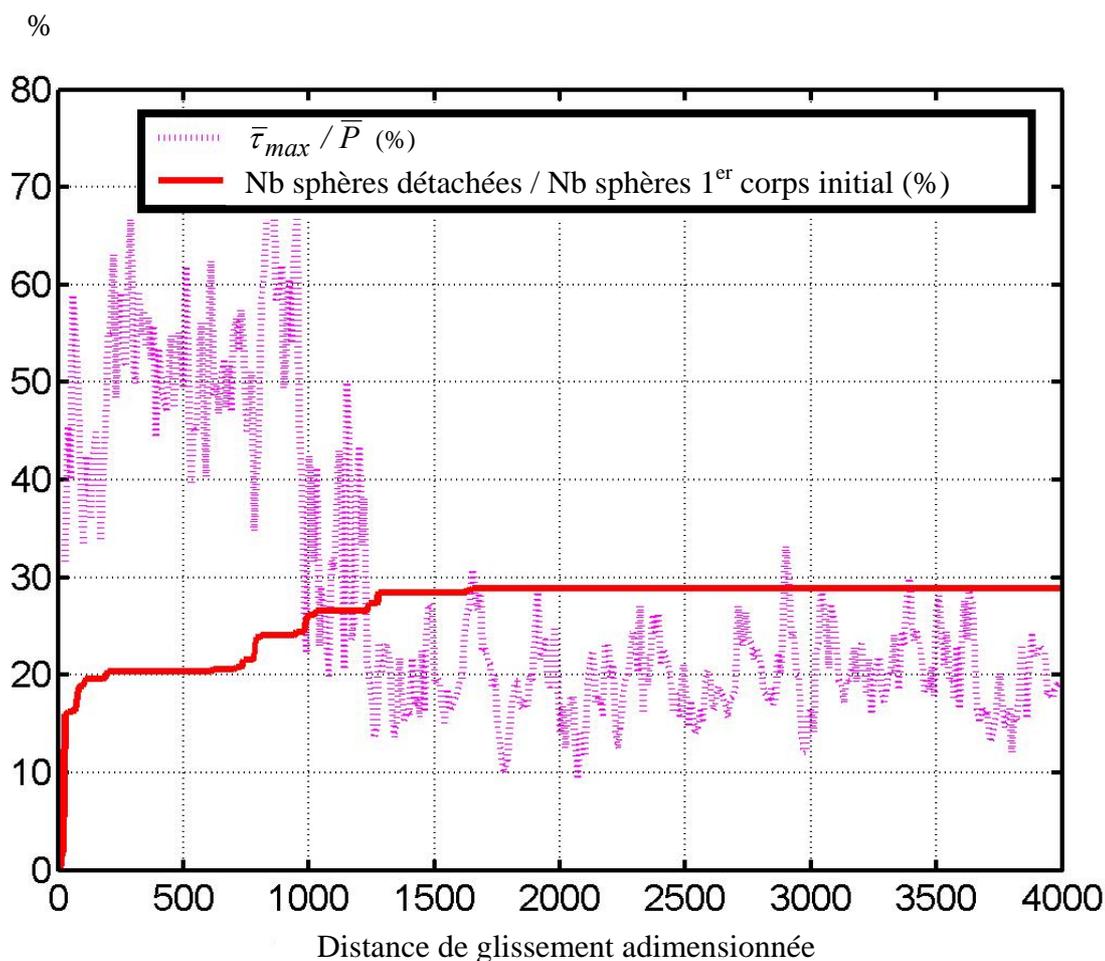


Figure 60 : Evolution du débit source de troisième corps et de la contrainte de cisaillement maximum, dans la peau du matériau dégradable. Les caractéristiques de la simulation figurent en annexe 3.2.

Dans ce cas, la contrainte  $\bar{\tau}_{max}$  reste élevée jusqu'à ce que la quantité de troisième corps dans le contact atteigne son niveau stable. Les contraintes diminuent alors puis restent basse (par rapport à la pression normale). Le premier corps dégradable, moins contraint, ne produit plus de particules.

Qualitativement, les contraintes à l'intérieur du matériau sont directement liées à la quantité de troisième corps qui, potentiellement, peut accommoder les vitesses entre les deux corps en contact. Lorsque cette épaisseur de troisième corps augmente, les contraintes diminuent, ce qui entraîne logiquement une diminution du débit source de troisième corps.

D'où la forme des courbes de débit source cumulé et l'obtention d'une quantité  $M_i^{max}$  stable pour un niveau de contrainte faible où le débit source est désactivé.

Bien évidemment, de tels résultats ne sont pas mesurables dans des études expérimentales simple. Ce qui révèle encore une fois l'utilité et l'efficacité du modèle numérique.

## 1.2 Etude paramétrique sur la quantité stable de troisième corps

A l'aide du modèle numérique, il est particulièrement possible de changer indépendamment les paramètres « d'entrée » du système pour étudier leur effet sur le détachement de particules, c'est-à-dire le débit source  $Q_s$ .

Nous avons vu dans la partie précédente que le débit source de troisième corps possédait deux caractéristiques principales : une évolution quasi-linéaire en fonction de la quantité de troisième corps et une quantité  $M_i^{max}$  de troisième corps à partir de laquelle les détachements s'arrêtent. C'est cette quantité caractéristique  $M_i^{max}$  qui nous intéresse ici.

Comme précisé dans la partie A, on peut diviser les paramètres à étudier en trois catégories : les paramètres liés aux matériaux en présence, ceux liés au mécanisme qui impose les conditions de contacts, et ceux liés aux troisième corps, comme sa rhéologie, qui dépendent souvent de l'environnement du contact (humidité, oxydation) et qui ont une nature physico-chimique.

### **1.2.1 Influence des matériaux**

La démarche que nous proposons ici est une investigation qualitative destinée à la compréhension du phénomène mal maîtrisé de détachement de particules. Les « matériaux » en présence dans les simulations numériques ne représentent aucun matériau réel particulier. Il s'agit d'un problème modèle. Nous avons vu dans la partie B1 que le comportement général du premier corps à la « dégradation » était plutôt de type « fragile ». Cependant, ici, nous ne cherchons pas à caractériser un tel matériau, qui n'a pas de signification physique particulière. Pour la suite, nous choisissons un échantillon (comme défini dans la partie B1) qui restera le même pour la plupart des simulations de cette étude. Les « paramètres matériaux » réels ne sont donc pas étudiés ici.

### **1.2.2 Influence du mécanisme**

Dans le contact numérique « d'école » que nous proposons, l'effet du mécanisme se réduit à sa plus simple expression : il assure une pression  $P$ , et une vitesse de glissement  $V$  entre les deux surfaces frottantes. Il convient donc d'étudier les effets de chacun de ces deux paramètres sur la « dégradation » du premier corps modèle, et en particulier sur le seuil  $M_i^{max}$  à partir duquel les détachements s'arrêtent. Il sera montré, de plus, que le frottement mesuré et les détachements sont décorrélés.

#### Détachements de particules dus à la pression et à la vitesse de glissement

A l'instar des « cartes d'usure » proposées par Lim et Ashby [19] ou Hsu et Shen [97], il est intéressant de tracer des cartes de détachement de particules où l'on représente la quantité  $M_i^{max}$  de troisième corps nécessaire à un contact pour qu'il n'y ait plus de détachements, et ce en fonction à la fois de la vitesse de glissement et de la pression.

La Figure 61 représente une telle carte, pour des caractéristiques de simulations définies (par défaut, hormis  $\bar{P}$  et  $\bar{V}$ ) en annexe 3.1. Les pressions et vitesses données sont des valeurs adimensionnées comme définies dans la partie B1, paragraphe 1.4.2. On montre l'évolution de la proportion de sphères détachées (lorsque l'on atteint la couche stable de troisième corps) par rapport au nombre total de sphères constituant initialement le matériau (640 sphères ici).

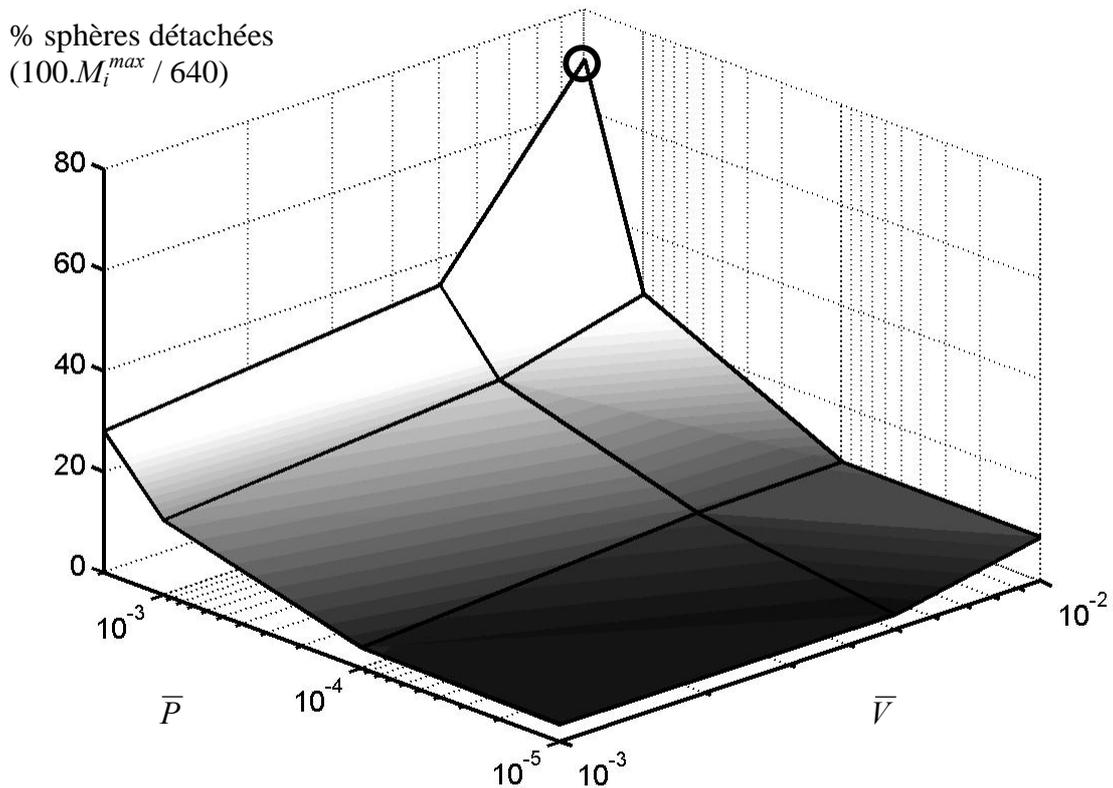


Figure 61 : Carte de détachements de particules. Quantité stable ( $M_i^{max}$ ) de troisième corps dans le contact pour différentes pressions et vitesses de glissement. Le point encerclé représente une simulation où l'état stable n'a toujours pas été atteint.

Cette figure montre qu'à la fois la pression normale de contact et la vitesse de glissement influencent les détachements de particules. Avec une plus grande pression et une plus grande vitesse de glissement, on doit s'attendre à plus de détachements de particules.

On retrouve cette tendance dans les cartes d'usure de Lim et al. ou Hsu et al. Mais on doit bien noter que l'on s'intéresse ici à une quantité stable de troisième corps caractérisant seulement le détachement de particules des surfaces en contact, et non au phénomène d'usure. Dans d'autres simulations ou dans des expériences réelles, les particules peuvent également sortir du contact.

On notera que la vitesse de glissement, c'est-à-dire la cinématique du contact, a un effet réel et ne représente pas forcément la distance de glissement parcourue. On différenciera en effet le « volume usé » hérité d'Archard (Partie A), utilisé par Lim et al., qui augmente forcément avec la vitesse pour un temps de glissement fixé, du volume (ou de la masse  $M_i^{max}$ )

de troisième corps stable à partir duquel les détachements s'arrêtent, quelque soit le temps ou la distance de glissement parcourue.

En examinant attentivement la Figure 61, on s'aperçoit tout de même que l'effet de la pression ( $\bar{P} = \bar{\delta}_p$ ) est bien plus important que l'effet de la vitesse de glissement ( $\bar{V} = \bar{\delta}_v$ ) sur les détachements de particules. Environ deux ordres de grandeur séparent  $\bar{P}$  et  $\bar{V}$  pour une même couche  $M_i^{max}$  de troisième corps. La vitesse de glissement adimensionnée  $\bar{V} = \bar{\delta}_v$  doit être comparable à la cohésion du matériau dégradé (que l'on peut caractériser par l'allongement des joints à la rupture  $\bar{\delta}_e$ ) pour être significative par rapport à  $M_i^{max}$ .

|| L'effet « pression » prévaut donc sur le seuil de dégradation  $M_i^{max}$ .

Des conclusions qualitatives en tous points identiques apparaissent avec des « liaisons souples » entre les sphères du matériau dégradé, où le même échantillon numérique que précédemment est utilisé (pour plus de détail, on lira [81]). Les caractéristiques par défaut de ces simulations figurent en annexe 3.7. La Figure 62 montre l'évolution de la quantité de sphères détachées qui constituent la couche stable de troisième corps, exprimée par rapport au nombre total de sphères constituant initialement le matériau (on a toujours 640 sphères au total).

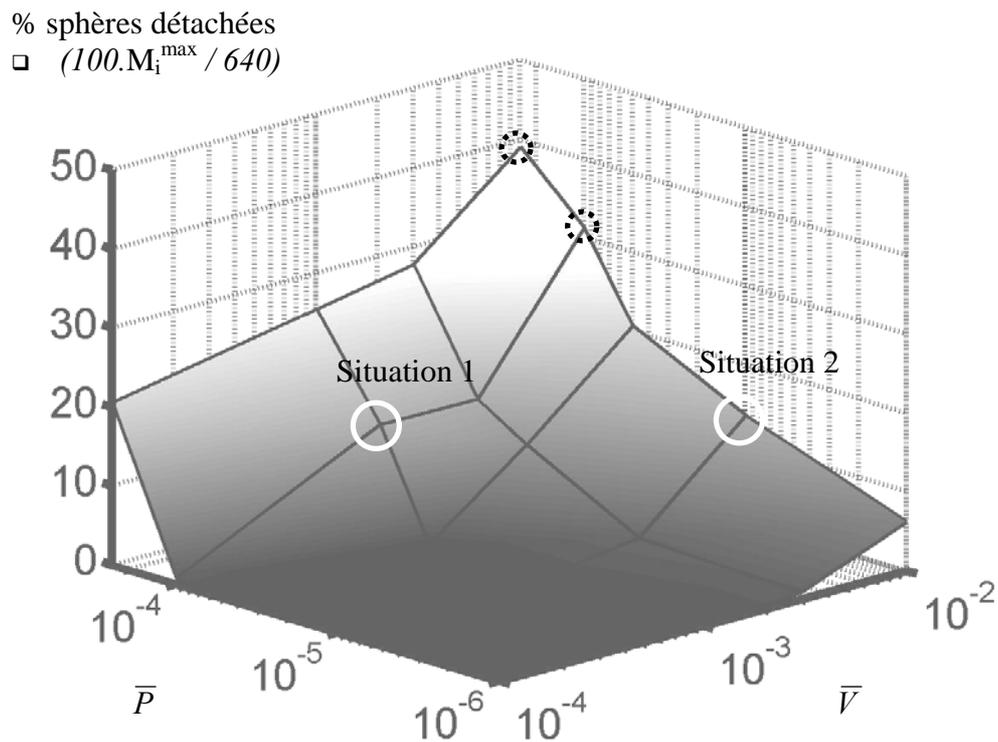


Figure 62 : Carte de détachements de particules. Quantité stable ( $M_i^{max}$ ) de troisième corps dans le contact pour différentes pressions et vitesses de glissement. Les cercles pointillés représentent des simulations très longues où l'état stable n'a toujours pas été atteint.

Les situations 1 et 2 représentent des régions particulières de la carte de détachements de particules que nous allons étudier plus en détail dans le paragraphe suivant.

### Frottement et dégradation

Dans la littérature, on fait souvent correspondre l'usure au frottement, sans qu'il soit établi de façon claire une corrélation entre ces deux phénomènes. Si l'étude du frottement dans un contact sec n'est pas le but de cette étude, il est tout de même possible de le mesurer dans les simulations et d'en tirer des conclusions intéressantes.

On propose alors d'étudier les relations possibles entre le coefficient de frottement « macroscopique »  $\mu$ , mesuré sur la paroi inférieure, et les détachements identifiés sur la Figure 62. On peut donc tracer, de même que dans [81], une carte du coefficient de frottement (Figure 63), en fonction de  $\bar{P}$  et  $\bar{V}$ .

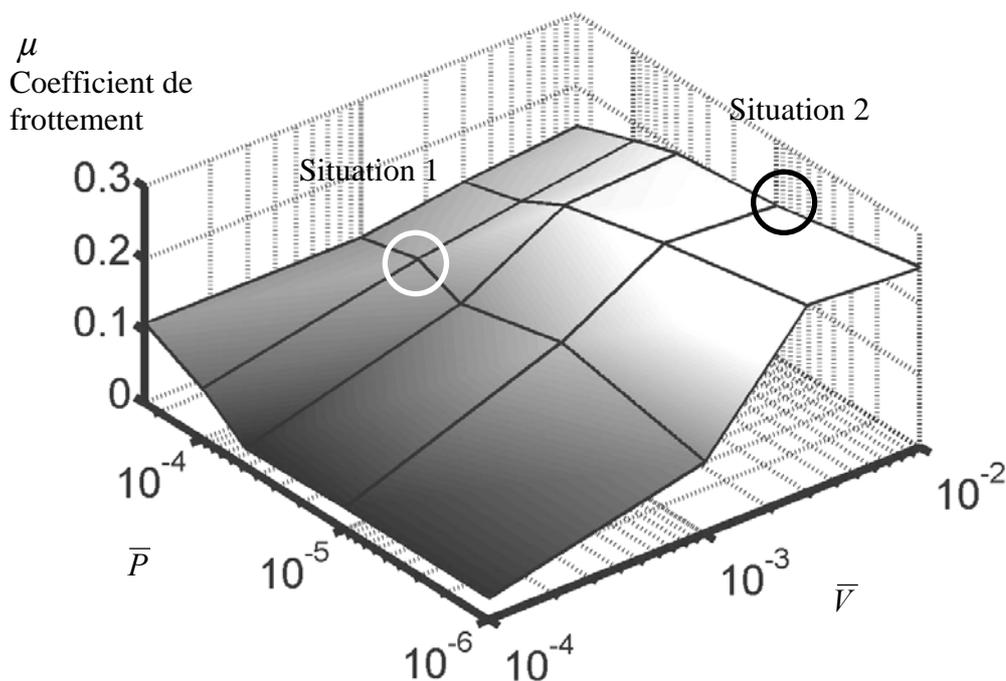


Figure 63 : Carte de frottement. Coefficient de frottement mesuré sur la paroi inférieure, pour différentes pressions et vitesses de glissement.

En comparant les deux cartes de la Figure 62 et de la Figure 63, on s'aperçoit qu'il n'y a pas de corrélations directes entre frottement et seuil de détachement de particules, puisque les deux cartes ne sont en rien superposables. Bien sûr, en partant d'une vitesse et d'une pression faible ( $10^{-4}$  et  $10^{-6}$  respectivement) et en les augmentant progressivement, le frottement augmente globalement environ jusqu'à 0.15 (pour les valeurs maximales des vitesses et pressions). Mais la région de la carte pour laquelle on a une faible pression et une forte vitesse de glissement (le point noté « situation 2 » par exemple) est caractérisée par un frottement très important. Alors que cette région correspond à un contact stable avec peu de particules détachées sur la carte de la Figure 62.

Nous avons donc besoin d'un autre paramètre pour tenter d'expliquer le comportement du coefficient de frottement : la Figure 64 montre une carte de la fraction solide du système, lorsque  $M_i^{max}$  est atteint, pour différentes pressions et vitesses adimensionnées. La fraction solide ne varie quasiment pas à l'intérieur du premier corps granulaire, car les sphères sont soudées. La variation de la fraction solide globale représente donc la variation de la fraction solide du troisième corps (plus difficile à calculer).

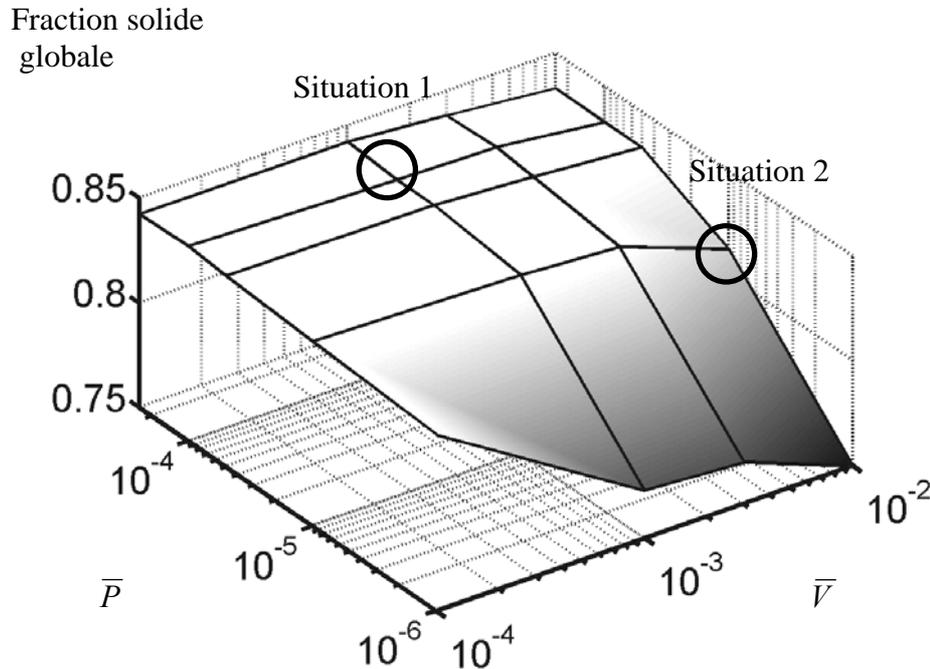


Figure 64 : Fraction solide globale du système en fonction de la pression et de la vitesse de glissement.

La région à basse pression et forte vitesse (où nous avons observée un fort coefficient de frottement) montre une décroissance significative de la fraction solide.

D'autre part, pour Iordanoff et Khonsari [47], la fraction solide est l'un des paramètres principaux qui détermine la transition entre un régime d'écoulement « fluide » (ou dense) pour le troisième corps et un régime « cinétique ». Le régime cinétique apparaît quand la pression dynamique (proportionnelle à  $V^2$ ) prévaut devant la pression normale  $P$ . Le mécanisme de transmission de la charge est collisionnel : la durée des contacts entre particules de troisième corps est très courte. Dans ce régime, la fraction solide est faible.

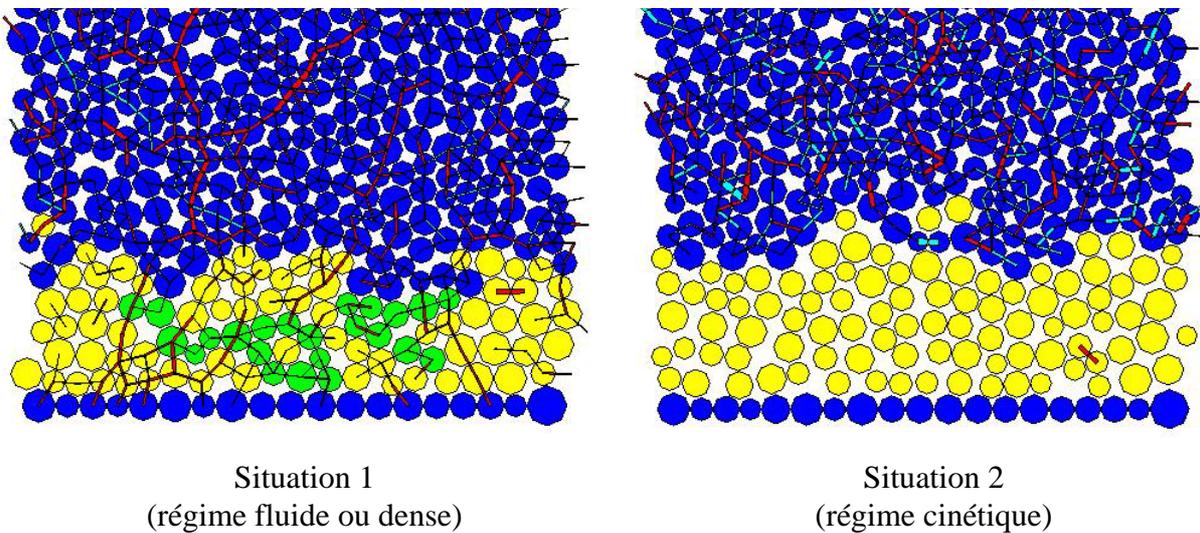
Lorsque la pression statique est prédominante devant la pression dynamique, la charge est transmise par les « déformations » élastiques : c'est le régime fluide. Les temps de contact entre particules sont beaucoup plus longs et la fraction solide est élevée.

Le changement du ratio  $P/V^2$  provoque une transition pour le régime d'écoulement du troisième corps.

La région (c'est-à-dire la gamme pression - vitesse) où le coefficient de frottement est fort correspond à la région où la fraction solide est faible. Or la fraction solide faible révèle un

écoulement particulier du troisième corps, du type collisionnel (régime cinétique). Un frottement fort serait donc à relier à un écoulement particulier du troisième corps.

La Figure 65, montre deux images du système pour les deux situations 1 et 2 identifiées plus haut, correspondant à un même niveau de dégradation, mais à des frottements très différents. La situation 1 représente le régime fluide et la situation 2 représente le régime cinétique. On a représenté ici par un trait rouge (foncé) les contacts normaux « répulsifs » entre les sphères, et par un trait bleu (clair) les contacts essentiellement « attractifs » (qui tendent plutôt à rapprocher les sphères). L'épaisseur de ces traits est fonction de l'intensité de la force normale de contact. Les sphères jaunes (claires) sont des sphères indépendantes de troisième corps, et les sphères vertes (légèrement plus foncées) représentent des groupes de sphères détachées simultanément.



*Figure 65 : Images du contact numérique dans les situations 1 et 2 (représentant respectivement les régimes d'écoulement fluide et cinétique du troisième corps).*

On remarque sur la Figure 65 que la situation 2 présente peu de contacts simultanés dans le troisième corps, contrairement à la situation 1 où des chemins de forces circulent de l'un à l'autre des deux premiers corps. Les contacts dans le régime fluide paraissent durer un temps certain alors qu'ils sont essentiellement des « chocs » dans le régime cinétique. Le temps d'un choc est une demi-période d'oscillation de contact (voir partie B1).

Selon Da Cruz et al. ([46], [73]), un rapport  $I > 0,2$  est représentatif, d'un régime cinétique, avec :

$$I = \frac{\bar{V}}{H \cdot \sqrt{\bar{P}}}$$

où  $H$  est la hauteur de troisième corps. De fait, dans la situation 2 il est égale à 0,4 environ, contre 0,01 dans la situation 1.

Le coefficient de frottement fort (observé précédemment Figure 63) est donc une expression du régime cinétique d'écoulement du troisième corps. Ce résultat est confirmé par Yu et Tichy [42], qui montrent qu'une décroissance de la fraction solide moyenne correspond à une augmentation du coefficient de frottement.

On retiendra que pour deux situations 1 et 2 de même quantité stable  $M_i^{max}$  de troisième corps, le coefficient de frottement est radicalement différent. Par conséquent, le frottement, contrairement au seuil de détachement de particules, est très dépendant du régime d'écoulement du troisième corps.

### 1.2.3 Influence de la rhéologie du troisième corps

Il reste maintenant à identifier les effets de la rhéologie du troisième corps sur la dégradation. Expérimentalement, il est très difficile de contrôler un tel paramètre. Le milieu ambiant (niveau d'humidité, atmosphère oxydante, etc.) y joue un très grand rôle et le banc d'essai nécessiterait l'adaptation d'un dispositif très particulier [71].

On fait donc appel aux simulations numériques pour tenter de comprendre qualitativement les effets des caractéristiques d'adhésion entre particules, et de dissipation d'énergie dans le troisième corps, sur le seuil  $M_i^{max}$  de détachement de particules.

De même que précédemment, nous montrerons des évolutions très différentes entre les détachements et le frottement mesuré.

#### Effet de l'adhésion entre particules

Les simulations numériques utilisées ici sont gérées avec des liaisons élastiques dans le premier corps dégradable. Les caractéristiques par défaut des simulations figurent en annexe 3.1. En changeant la force d'adhésion  $\bar{\gamma}_{TC}$  entre les particules de troisième corps, le niveau de troisième corps  $M_i^{max}$  à l'équilibre (dans un contact stable) atteint des valeurs différents, comme présenté sur la Figure 66.

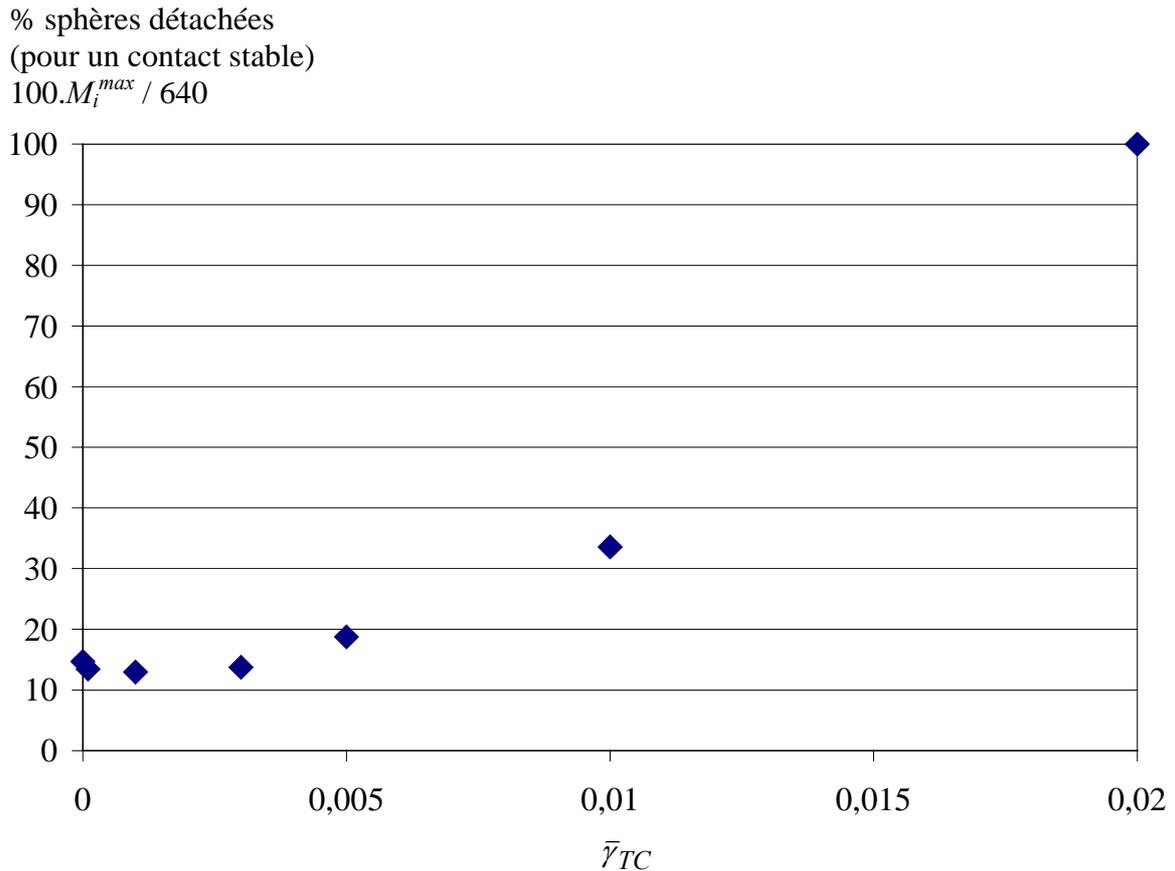


Figure 66 : Proportion de sphères détachées représentant la quantité stable  $M_i^{max}$  de troisième corps, en fonction de l'adhésion entre particules.

Une force d'adhésion faible ( $\bar{\gamma}_{TC} < 0,005$ ) entre particules induit une quantité stable de troisième corps légèrement plus petite que sans adhésion. Mais ensuite, en augmentant l'adhésion des particules, la quantité  $M_i^{max}$  est de plus en plus élevée.

|| D'une façon générale,  $M_i^{max}$  augmente avec l'adhésion entre les particules.

Une étude similaire a été menée dans [81], avec cette fois des liaisons souples entre les sphères du premier corps dégradable (annexe 3.7.). Sur la Figure 67, on a représenté la proportion de sphères détachées (représentant une quantité stable  $M_i^{max}$  de troisième corps) en fonction de la force d'adhésion  $\bar{\gamma}_{TC}$ , et ce pour les deux situations 1 et 2 identifiées précédemment et représentant des régimes d'écoulement du troisième corps différents.

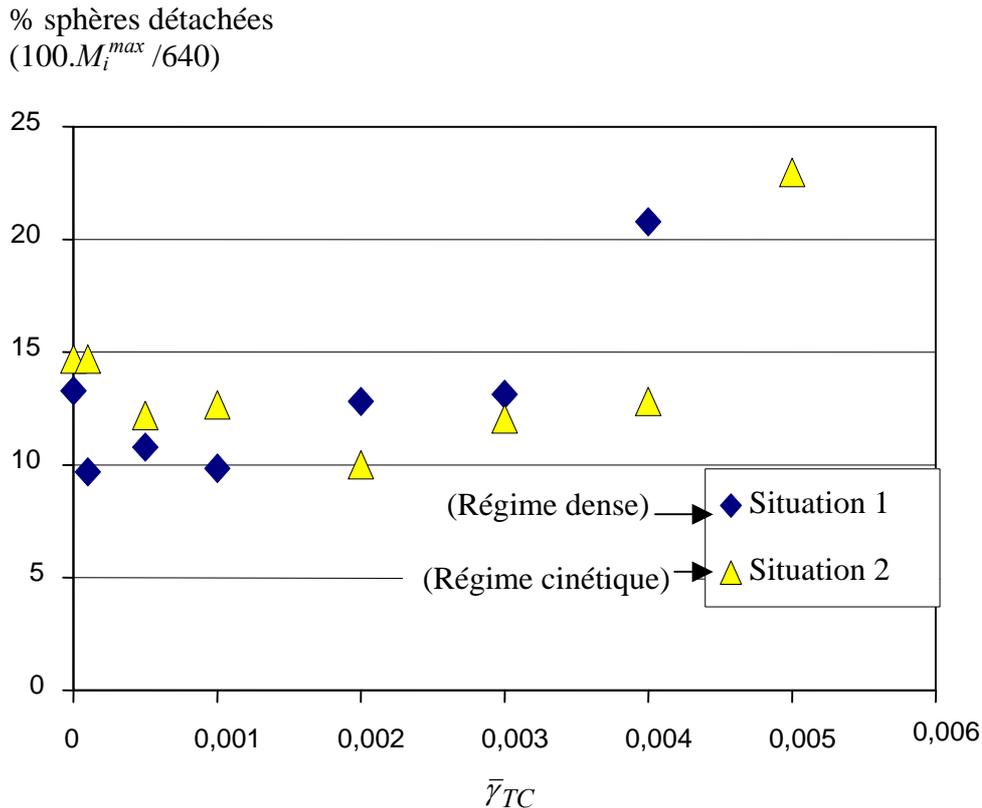


Figure 67 : Proportion de sphères détachées représentant la quantité stable  $M_i^{max}$  de troisième corps, en fonction de l'adhésion entre particules.

En comparant les situations 1 et 2 sur la Figure 67, on remarque un seuil Mimax identique en détachement de particules, quelque soit le régime d'écoulement du troisième corps : une faible adhésion tend à réduire (de façon très faible) la quantité de sphères détachées nécessaire et, en augmentant notablement l'adhésion entre particules, la quantité  $M_i^{max}$  nécessaire augmente.

On notera cependant que les deux courbes sont légèrement décalées. L'effet de l'adhésion se fait sentir plus rapidement dans le régime fluide. En d'autres termes : la pression amplifie l'effet de l'adhésion sur les détachements.

On remarque encore une fois des résultats qualitatifs similaires en détachements entre deux types de modélisations des liaisons entre sphères du premier corps dégradable.

#### Effet de l'amortissement

La dissipation d'énergie dans le troisième corps est rendue possible dans le modèle grâce à un amortissement visqueux lors du contact entre deux particules. En modifiant le coefficient d'amortissement, on modifie donc la capacité du troisième corps à dissiper l'énergie. La Figure 68 montre les seuils  $M_i^{max}$  obtenus sur des simulations avec liaisons « élastiques » pour le premier corps (et dont les caractéristiques figurent en annexe 3.1.), pour des amortissements visqueux dans le troisième corps différents.

% sphères détachées  
(pour un contact stable)  
 $100.M_i^{max} / 640$

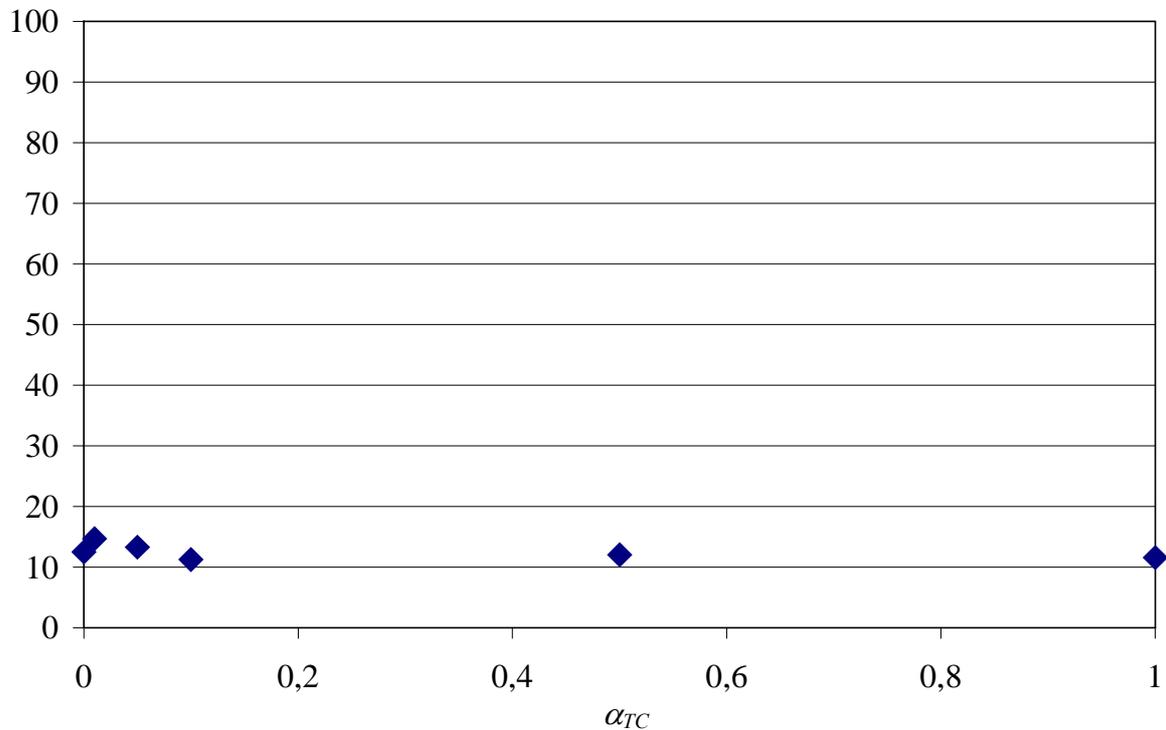


Figure 68 : Proportion de sphères détachées représentant la quantité stable  $M_i^{max}$  de troisième corps, en fonction du coefficient d'amortissement entre les particules.

On remarquera que quelque soit le coefficient d'amortissement entre particules de troisième corps, la quantité  $M_i^{max}$  reste sensiblement la même.

[81] propose le même type de simulations, mais avec des liaisons souples dans le premier corps dégradable (annexe 3.7.). Les résultats sont présentés sur la Figure 69.

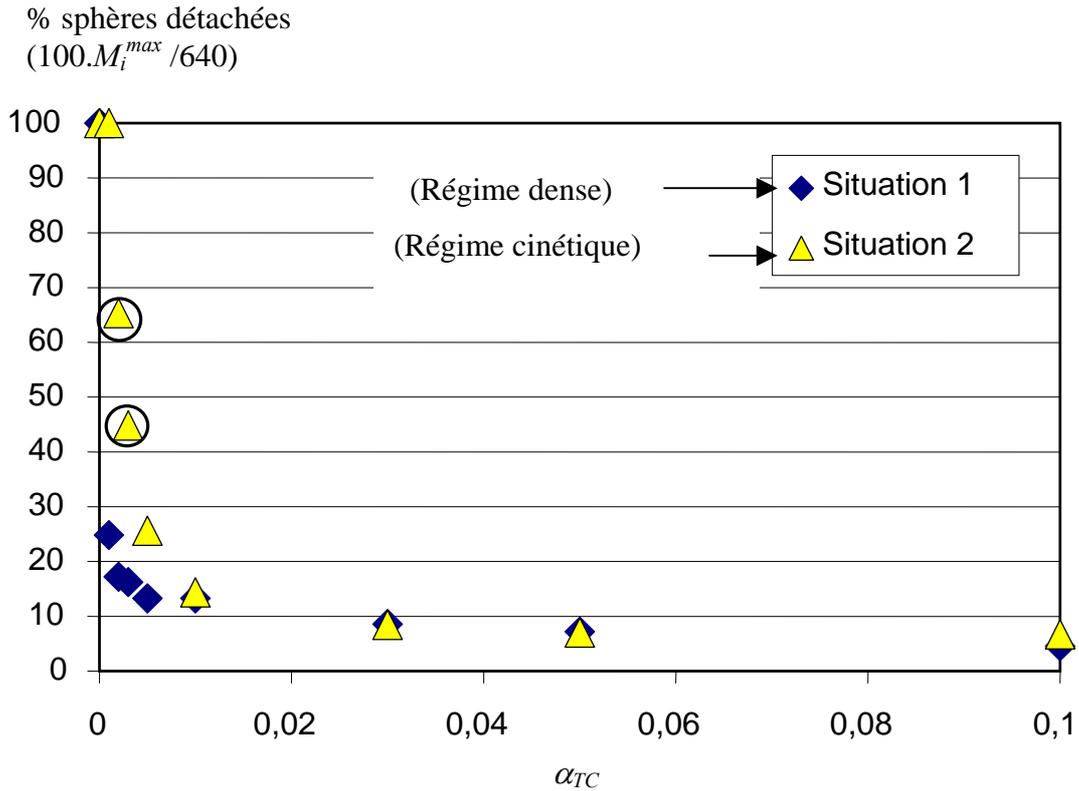


Figure 69 : Proportion de sphères détachées représentant la quantité stable  $M_i^{max}$  de troisième corps, en fonction du coefficient d'amortissement entre particules. Les points entourés représentent des « simulations longues » pour lesquelles le contact stable n'a toujours pas été atteint.

La dégradation reste relativement constante (comme dans l'étude précédente) sauf pour de très faibles coefficients d'amortissement ou le système « explose ». Ceci s'explique simplement par le fait que, dans ce cas, le système n'a plus la possibilité de dissiper l'énergie fournie par le mécanisme : les liaisons souples entre grains du matériau ne nécessitent pas d'amortissement normal, contrairement aux liaisons avec élastique (voir l'annexe 1).

On remarque encore une fois que les seuils  $M_i^{max}$  de détachement évoluent de façons semblables dans les deux situations 1 et 2, quelque soit l'évolution de  $\alpha_{TC}$ .

#### Rhéologie du troisième corps et frottement

Comme précédemment, on peut s'intéresser à l'évolution du coefficient de frottement mesuré sur la paroi inférieure, cette fois lorsque les propriétés du troisième corps varient [81].

La Figure 70 montre que l'adhésion entre particules joue un rôle sur le frottement. Celui-ci est différent suivant le régime d'écoulement du troisième corps. A partir de la situation 2, augmenter l'adhésion revient à augmenter le frottement. Celui-ci reste en revanche relativement stable pour de plus fortes pressions (situation 1).

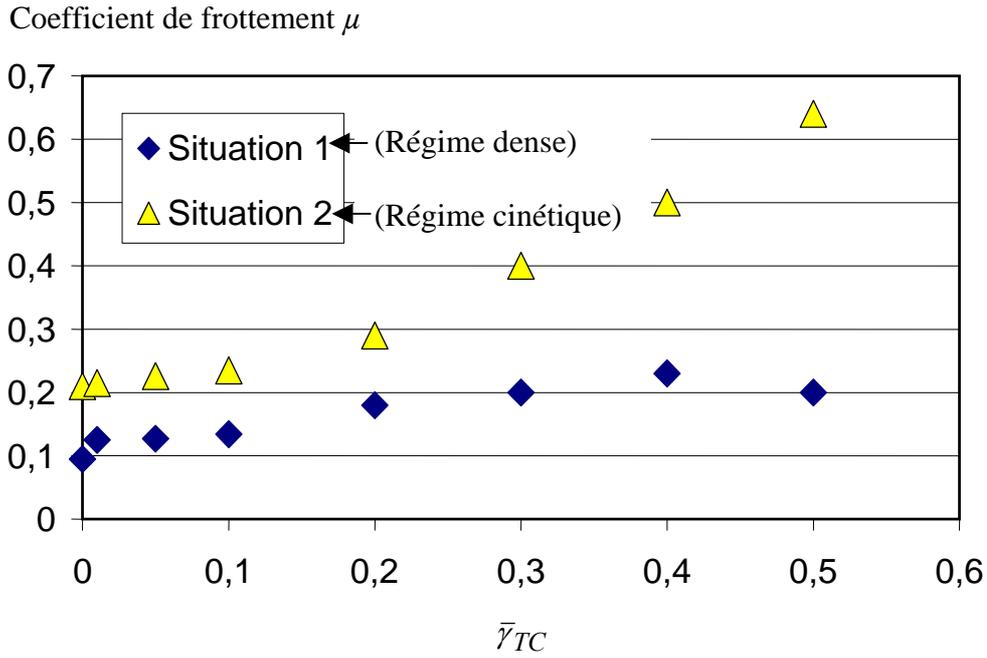


Figure 70 : Coefficient de frottement mesuré pour un contact stable, en fonction de l'adhésion entre particules.

La Figure 71 montre également que le comportement du coefficient de frottement en fonction du coefficient d'amortissement du troisième corps est très différent selon le régime d'écoulement.

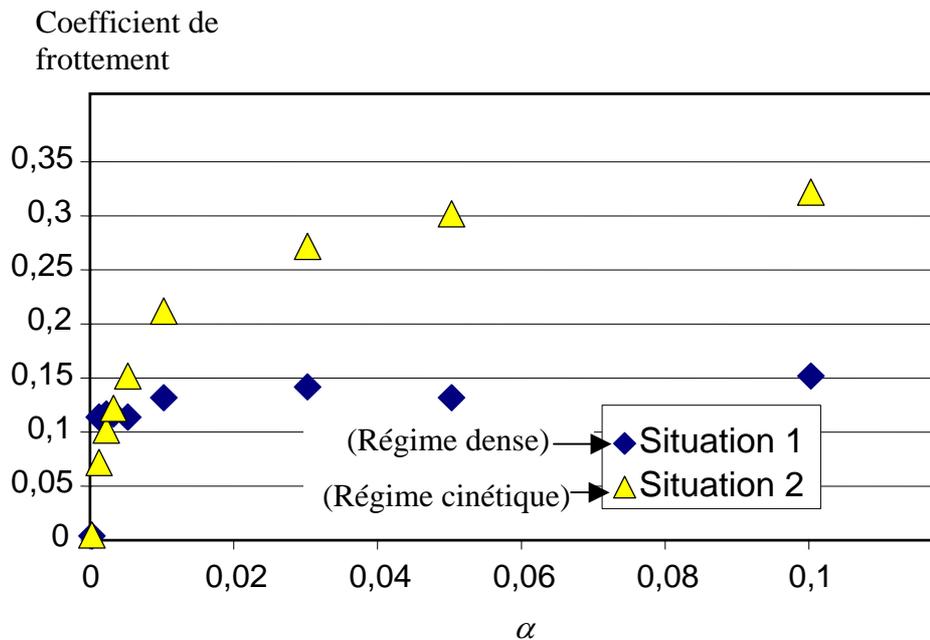


Figure 71 : Coefficient de frottement mesuré pour un contact stable, en fonction du coefficient d'amortissement entre particules.

En régime fluide (dense), la modification du coefficient d'amortissement affecte peu le frottement. Il y est en revanche très sensible dans le régime cinétique. On identifie donc deux façons très différentes de dissiper l'énergie dans le troisième corps, suivant le régime d'écoulement.

En régime cinétique, la correspondance entre frottement et coefficient d'amortissement (ou bien coefficient de restitution) entre grains de troisième corps a déjà été soulignée par Mc Keague et Khonsari [44]. On notera que la relation entre ces deux grandeurs n'a pas la même forme qu'entre le coefficient de frottement et la force d'adhésion entre particules (situation 2, repérée précédemment sur la Figure 70).

Pour un contact à forte pression (par rapport à la vitesse de glissement), le coefficient de frottement est faible et n'est pas corrélé aux propriétés du troisième corps.

Pour un contact à forte vitesse de glissement (par rapport à la pression), le coefficient de frottement est plus élevé et est très dépendant de la rhéologie du troisième corps.

Ces résultats ont été également montrés par Da Cruz et al. [46].

### 1.3 Synthèse des résultats sur le détachement de particules

Pour étudier plus particulièrement le phénomène de détachement de particules (donc l'activation du débit source de troisième corps), on s'est placé dans le cadre d'un contact fermé où les particules détachées ne peuvent pas sortir du contact. Les résultats montrés ici proviennent à la fois de simulations numériques et, lorsque cela est possible, d'expériences physiques.

Ces études montrent qu'après une phase de détachements de particules, ceux-ci s'arrêtent. Une couche stable de troisième corps est atteinte.

Le débit source évolue d'une façon inversement proportionnelle à la quantité de troisième corps dans le contact.

Au fur et à mesure du détachement de particules, les contraintes calculées dans la peau d'un premier corps dégradable diminuent jusqu'à une valeur minimale qui correspond à l'obtention de la couche stable (il n'y a plus de détachements).

Une étude paramétrique a montré que la quantité  $M_i^{max}$  de troisième corps dans le contact stabilisé augmente avec la pression de contact et l'adhésion entre particules de troisième corps. En revanche, elle varie peu avec la vitesse de glissement et l'amortissement entre particules.

Le frottement mesuré évolue indépendamment du seuil  $M_i^{max}$  des détachements. On montre en particulier qu'il est fonction du régime d'écoulement du troisième corps à l'interface. A forte pression et faible vitesse de glissement (régime fluide ou dense), le frottement est faible et dépend peu de la rhéologie du troisième corps. A faible pression et forte vitesse (régime cinétique), le frottement est plus élevé et est à corrélérer avec la rhéologie du troisième corps.

## 2. Analyse de l'usure

Après avoir étudié le comportement du débit source de troisième corps (et les effets des paramètres « mécanismes » et « troisième corps ») grâce à un contact fermé où l'éjection des particules n'est pas permise, on peut maintenant étudier un contact qui présente un Circuit Tribologique (partie A) plus complet, en incluant le débit d'usure, c'est-à-dire la perte possible de particules de troisième corps (on parlera de contact « ouvert »). On pourra ainsi étudier le phénomène d'usure dans sa globalité.

### 2.1 Usure « artificielle » et contraintes dans les premiers corps

Une première approche de l'usure, facile à mettre en place, peut être effectuée numériquement avec le modèle 2D. Puisque, par définition dans notre étude, ce modèle présente un contact fermé où les particules de troisième corps ne peuvent pas sortir du contact, l'usure est simulée lorsque celles-ci sont retirées artificiellement et régulièrement afin de simuler leur éjection en périphérie du contact (le débit d'usure  $Q_u$ ). Ceci permet donc de simuler le cas plus général où il existe une compétition entre le débit source et le débit d'usure de troisième corps (représentant respectivement la production et l'éjection des particules). Pour plus de détails sur cette démarche, on lira [84]. Les caractéristiques de la simulation sont rappelées en annexe 3.5.

La Figure 72 montre alors à la fois l'évolution du débit source cumulé  $Q_s^{cum}$  et du débit d'usure cumulé  $Q_u^{cum}$ , ainsi que le nombre total  $M_i$  de sphères de troisième corps piégées (momentanément) dans le contact. Dans un premier temps, la simulation 2D se déroule sans éjection de grains. A partir d'une distance de glissement adimensionnée de 500, on décide de retirer une sphère (seule, choisie aléatoirement) à chaque unité de distance de glissement.

% sphères (par rapport au nombre total de sphères du matériau initial)

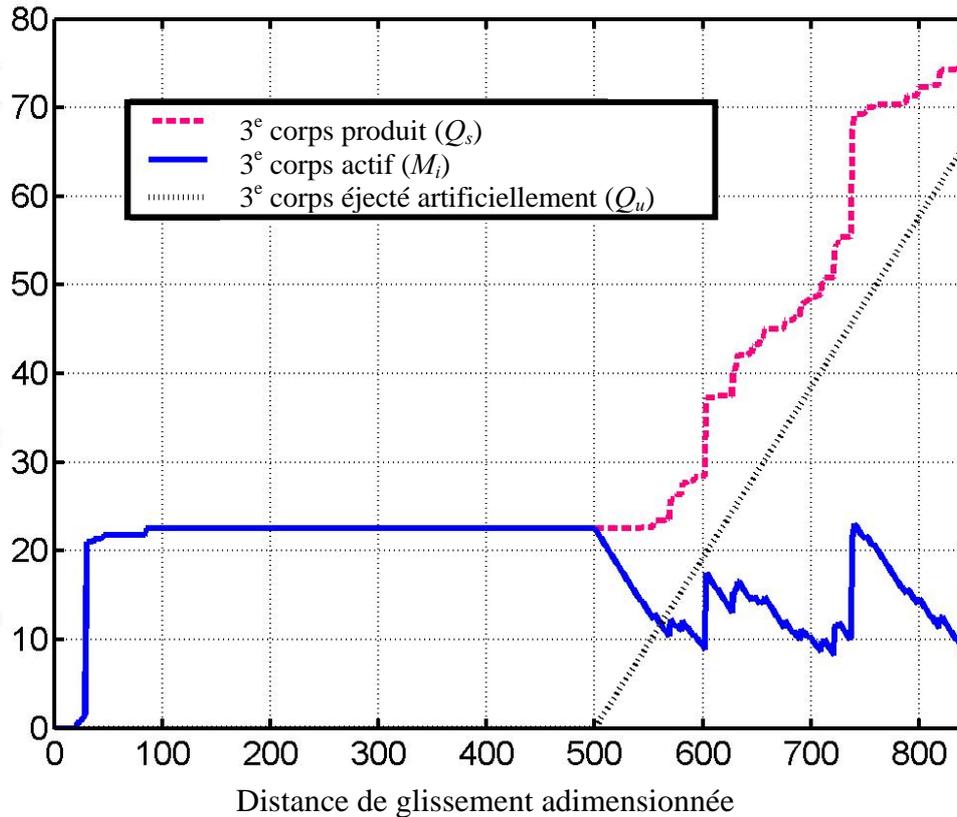


Figure 72 : Evolution des débits source et d'usure cumulés et de la quantité de troisième corps. Un débit d'usure artificiel est imposé à partir d'une distance de glissement adimensionnée de 500.

Dans la première partie de la simulation (jusqu'à une distance adimensionnée de 500) on observe, classiquement, l'établissement d'une couche stable de troisième corps. A partir du moment où l'on retire des particules de troisième corps, le nombre total de particules à l'intérieur du contact tend à diminuer. Mais alors que la quantité de troisième corps (interne) atteint une valeur seuil minimale, le débit source est à nouveau activé. La quantité de troisième corps interne augmente à nouveau, avec un maximum correspondant à l'épaisseur stable précédemment identifiée pour les contacts fermés. L'éjection des particules continue, etc.

Dans cette seconde partie, on observe un nouveau phénomène remarquable. La quantité de troisième corps dans le contact varie entre deux valeurs extrêmes correspondant l'une à un niveau pour lequel les détachements n'apparaissent plus, et l'autre à un niveau pour lequel les détachements apparaissent forcément. On peut remarquer que la nouvelle quantité moyenne de troisième corps dans le contact est toujours inférieure à celle d'un contact fermé.

Alors que l'on impose un débit d'usure constant, le débit source est réactivé. Ce nouveau débit source est lui aussi constant et correspond au débit d'usure imposé. Lorsque le débit d'usure est significatif, c'est-à-dire lorsqu'il est à même de faire évoluer significativement la quantité de troisième corps, il impose alors un débit source qui est son reflet.

L'évolution de la quantité de troisième corps dans le contact est représentée Figure 73, parallèlement à la contrainte de cisaillement maximum  $\tau_{max}$  (exprimé par rapport à  $P$ ) dans la peau du matériau dégradé.

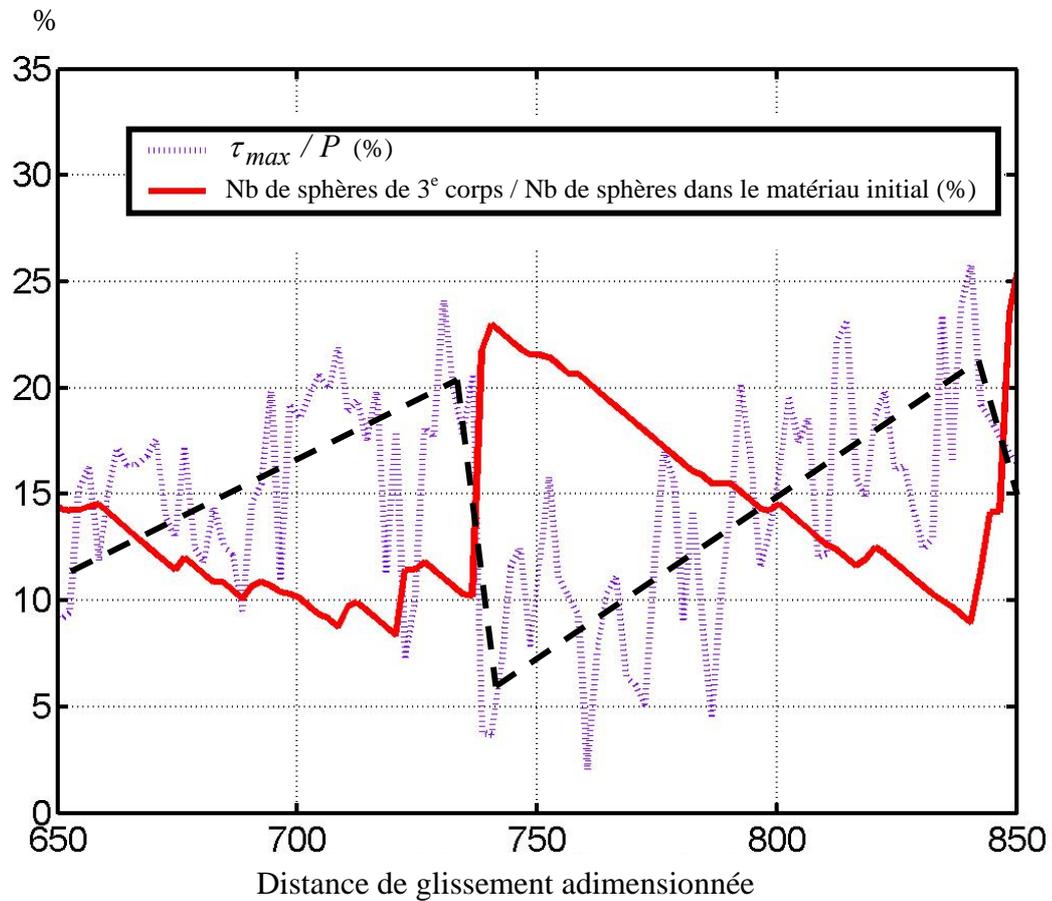


Figure 73 : Evolution de la quantité de troisième corps et de la contrainte de cisaillement maximum dans le matériau.

On remarque clairement ici la correspondance entre ces deux grandeurs.

Lorsque la quantité de troisième corps diminue, les contraintes dans le matériau augmentent. Ce qui explique la réactivation du détachement des particules. Lorsque cette quantité augmente, les contraintes diminuent. Lorsque les contraintes atteignent un niveau minimum, les « dégradations » du matériau sont minimales et il n'y a plus de production de troisième corps. La quantité de troisième corps est alors à son niveau maximum.

Remarque :

D'une façon très simplifiée, on pourrait rapprocher cette relation inverse entre contraintes dans le premier corps et quantité de troisième corps à la mécanique des contacts lubrifiés. La contrainte de cisaillement dans un fluide newtonien est définie par :

$$\tau_{xy \text{ fluide}} = \eta \frac{\partial u}{\partial y}$$

Où  $\eta$  est la viscosité du fluide et  $\partial u / \partial y = \dot{\gamma}$  est le taux de cisaillement ( $u$  est la vitesse de l'écoulement, en  $x$ ). En considérant que le fluide adhère aux surfaces et que la contrainte de cisaillement du fluide est égale à la contrainte de cisaillement dans la peau du matériau, avec un gradient de vitesse linéaire (profile de Couette), on a une correspondance directe entre l'épaisseur du fluide et la contrainte de cisaillement dans le matériau.

$$\tau_{xy \text{ materiau}} = \eta \frac{V}{H}$$

Tentons d'appliquer cette expression au cas de la lubrification solide. Il serait alors possible de définir l'épaisseur de troisième corps nécessaire, pour une vitesse de glissement et une rhéologie du troisième corps données (figurée ici par la viscosité  $\eta$ ), à l'obtention de contraintes de cisaillement dans le matériau suffisamment faibles pour limiter les détachements. Il faudrait aussi tenir compte de la pression normale si l'on considère cette fois la contrainte de cisaillement maximale.

Bien sûr, il s'agit ici d'une illustration simpliste de la réalité. Le troisième corps n'a pas, a priori, une rhéologie newtonienne ([24], [25], [26]). Cependant, Da Cruz [73] observe la diminution de la contrainte de cisaillement sur une couche de grains secs, lorsque le taux de cisaillement diminue. Il paraît donc logique que ce modèle analytique fondé sur la mécanique des fluides et les simulations numériques de troisièmes corps solides suivent les mêmes tendances.

## 2.2 Usure naturelle : évolution des débits de troisième corps.

Ayant tiré un maximum d'information des simulations numériques en 2D, il est maintenant possible d'analyser le phénomène d'usure en suivant l'évolution des débits source, interne et d'usure de troisième corps composant le Circuit Tribologique (figurant dans la partie A), grâce à la fois au modèle numérique 3D et au dispositif expérimental.

### **2.2.1 Investigation numérique**

On utilise ici des simulations 3D qui permettent l'éjection des particules sur les côtés latéraux du contact (partie B1, paragraphe 2.5).

Les résultats présentés sur la Figure 74 sont ceux d'une simulation dont les paramètres sont donnés en annexe 3.3. On trace ici les évolutions du nombre total de sphères :

- produites (débit source cumulés  $Q_s^{cum}$ ),
- présentes dans le contact ( $M_i$ )
- et éjectées (débit d'usure cumulé  $Q_u^{cum}$ ) depuis le début de la simulation.

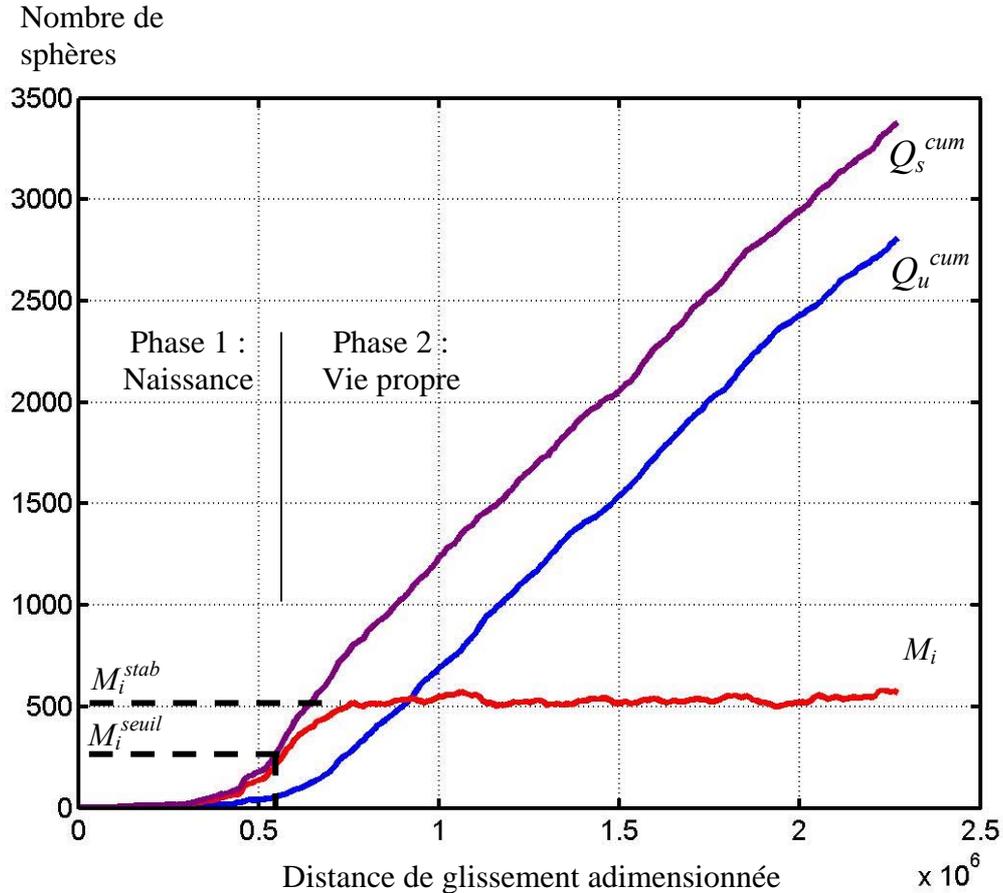


Figure 74 : Evolution générale des débits source et d'usure et de la quantité de troisième corps (simulation numérique).

On peut distinguer deux phases :

- Phase 1. Dans un premier temps, il n'y a pas d'éjection de particules hors du contact. Il y a seulement production de particules, jusqu'à la formation d'une certaine couche de troisième corps. A partir d'une quantité  $M_i^{seuil}$ , le débit d'éjection est activé.
- Phase 2. On atteint alors très vite un état particulier du contact. Chaque sphère de troisième corps éjectée est aussitôt remplacée par l'intermédiaire d'un nouveau détachement. La principale conséquence est que la quantité  $M_i$  de troisième corps dans le contact est constante, malgré une production et une éjection de particules intense. Cette quantité sera notée  $M_i^{stab}$  par la suite.

Le débit source, moins important que dans la première phase est maintenant le reflet du débit d'usure. Ces deux débits deviennent égaux, et ils présentent, de façon remarquable, une activation constante au cours du temps ou de la distance de glissement (ce qui donne des débits cumulés linéaires en temps).

Dans un premier temps (que nous appellerons « naissance » du contact), c'est le mécanisme de détachement des particules qui dicte le comportement du contact en imposant une évolution de la quantité de troisième corps. Mais dans un deuxième temps (pendant la « vie propre » du contact), la quantité de particules détachées est équivalente à la quantité de particules de troisième corps perdue (les débits source  $Q_s$  et d'usure  $Q_u$  sont égaux). C'est

donc maintenant le débit d'usure (c'est-à-dire l'éjection des particules) qui contrôle le débit source (c'est-à-dire le détachement de particules).

Naissance	Vie propre
$Q_s^{cum} = M_i$	$Q_s = Q_u = \text{constante}$
$Q_u = 0$	$M_i = M_i^{stab} = \text{constante}$

Les phénomènes repérés grâce aux simulations 2D avec un débit d'usure artificiel dans le chapitre précédent se vérifient ici, en 3D.

## 2.2.2 Investigation expérimentale

Une étude similaire (mettant en œuvre à la fois la production et l'éjection des particules) peut être menée grâce à la configuration « contact ouvert » décrite dans la partie B2. Le matériau fritté peut produire des particules de troisième corps sous forme de billes de verre ( $Q_s$ ), celles-ci circulent entre les deux éprouvettes ( $M_i$ ) et sont cette fois libres de sortir du contact, sur la périphérie ( $Q_u$ ).

Les résultats présentés en Figure 75 sont obtenus pour une vitesse de rotation de la broche de 120 tours / minutes et une pression de 0,088 MPa.

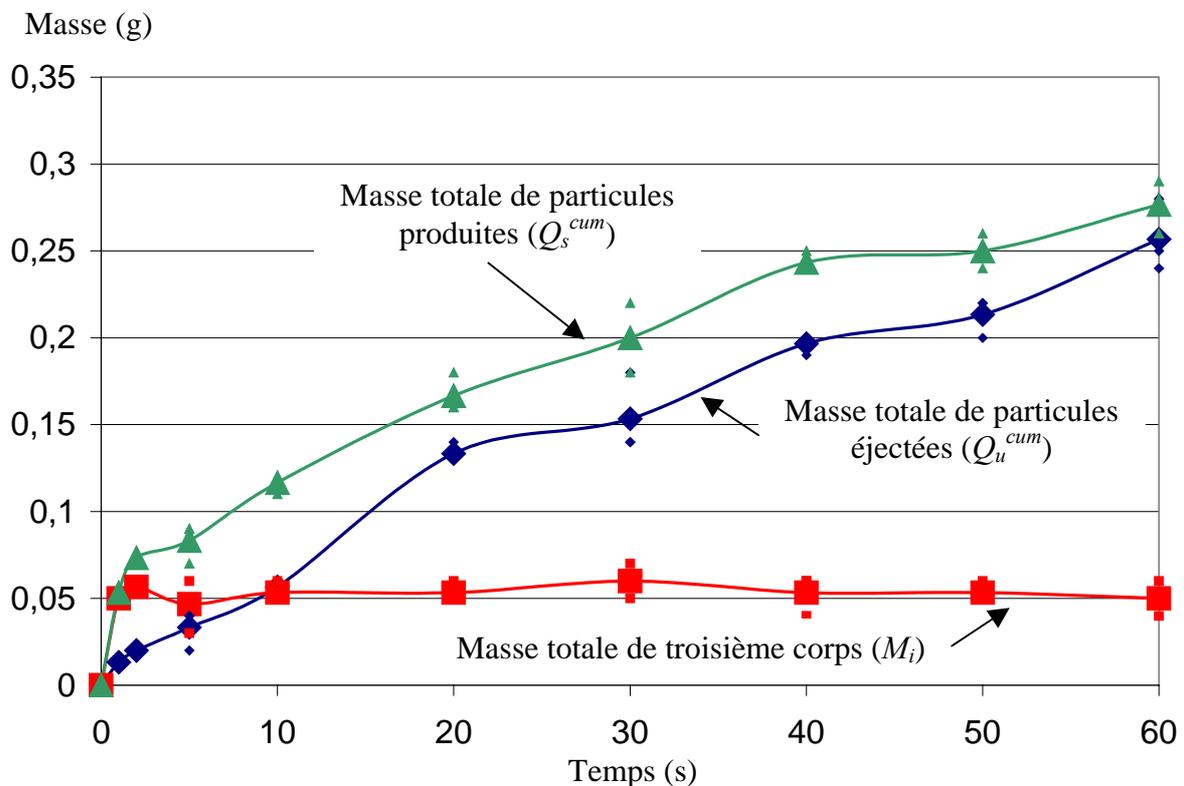


Figure 75 : Evolution des débits source et d'usure et de la quantité de troisième corps (essais expérimentaux).

On observe à nouveau la stabilité de la couche de troisième corps qui correspond à une équivalence des débits source et d'usure. On observe également une allure quasi-linéaire en temps des débits source et d'usure cumulés, ce qui correspond à des débits constants.

On a ici une confirmation évidente des résultats qualitatifs observés avec le modèle numérique.

## 2.3 Etude paramétrique sur l'usure

Il sera intéressant de réaliser une étude paramétrique sur l'évolution du débit source et de la quantité de troisième corps (comme au chapitre 1), qui s'accompagnent ici du débit d'usure caractérisant l'éjection des particules. Cette étude est plus limitée, par rapport à celle du chapitre 1, et elle s'attelle à étudier l'effet d'un paramètre mécanique : la géométrie du contact, et d'un paramètre physico-chimique : l'adhésion entre particules (caractéristique de la rhéologie du troisième corps). Les études qui suivent sont décrites plus en détails dans [98] et [99].

### **2.3.1 Influence de la géométrie du contact**

Dans le but de pouvoir contrôler, ou au moins influencer l'usure, il est possible de faire varier, dans un premier temps, les conditions mécaniques du contact. La pression et la vitesse de glissement dont on a déjà montré les effets sur le détachement des particules (chapitre 1) ne seront pas étudiées ici. On s'intéressera en revanche à la géométrie du contact, qui permet (ou non) l'activation du débit d'éjection.

En restant dans le cadre d'un contact plan, on peut considérer un contact « ouvert » (possibilité d'éjection, comme au chapitre 2.2), ou « fermé » (où les particules ne peuvent pas être éjectées, comme au chapitre 1).

#### Simulations numériques

Numériquement, on peut tracer sur un même graphe (Figure 76) les débits de troisième corps de trois expériences distinctes :

- l'une dont l'éjection des particules n'est pas retenue géométriquement (contact ouvert, éjection possible),
- l'une dans laquelle un mur est placé sur l'un des côtés du contact (un mur est présent sur la frontière  $y = L_y$  du contact élémentaire de la Figure 28 : contact à demi-ouvert)
- et une troisième dans laquelle deux murs virtuels sont placés sur chaque bord ( $y = 0$  et  $y = L_y$ ) du contact, empêchant ainsi toute éjection (contact fermé).

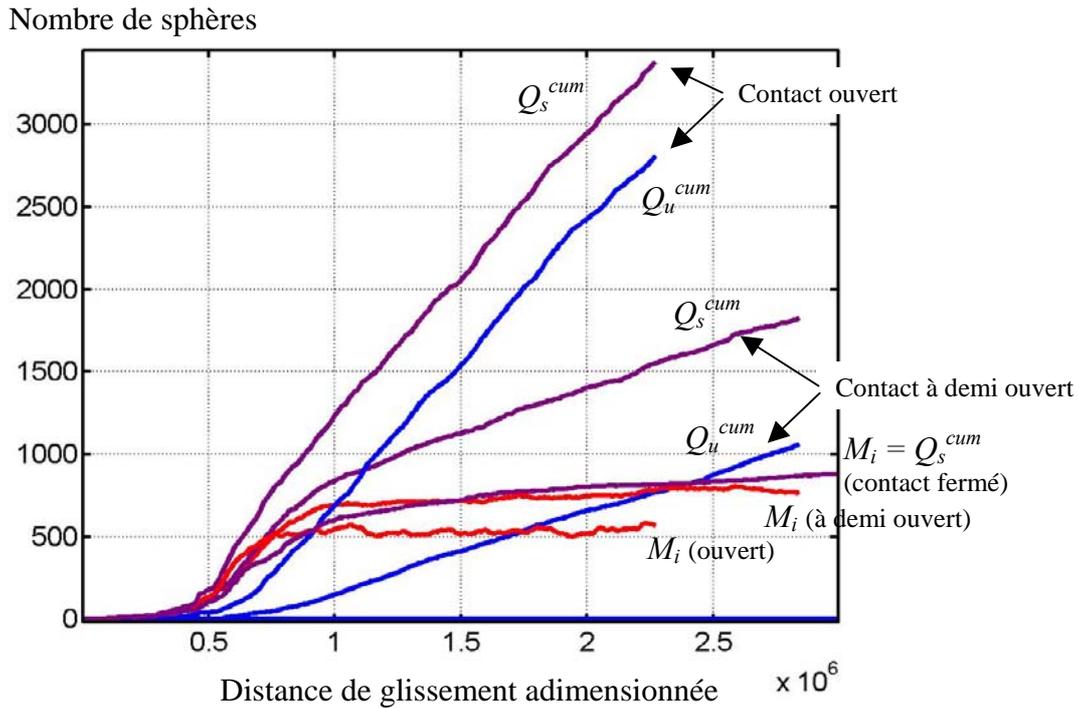


Figure 76 : Evolution des débits source et d'usure cumulés et de la quantité de troisième corps pour diverses géométries de contact (simulations numériques).

Les débits de troisième corps sont en effet nettement influencés par l'« ouverture » géométrique du contact.

L'ouverture du contact sur les côtés latéraux contrôle directement le débit d'usure c'est-à-dire la fuite des particules hors du contact. Et l'évolution du débit d'usure contrôle, elle, la quantité de troisième corps. D'autre part, nous avons montré dans le chapitre 1 une relation inverse entre la quantité de troisième corps et l'activation du débit source. Les trois quantités, intimement liées, évoluent donc ensemble.

En diminuant le débit d'usure, on diminue d'autant le débit source et celui-ci n'est activé que pour remplacer les particules perdues. En contrôlant la géométrie du contact (et  $Q_u$ ), on contrôle donc les détachements de particules ( $Q_s$ ).

D'autre part, on assiste à une évolution de la quantité de troisième corps à l'interface : lorsque les débits source et d'usure sont élevés (une grande « ouverture » du contact), cette quantité est la plus faible. Lorsque l'on referme le contact, la couche de troisième corps se forme plus lentement, mais contient plus de particules.

On voit donc ici que la couche stable de troisième corps obtenue avec un contact fermé est bien plus importante que cette même couche dans un contact ouvert (avec à la fois l'activation des débits source et d'usure).

Cette remarque, que l'on conçoit intuitivement, trouvera une explication plus détaillée en établissant un modèle analytique de l'évolution des débits (Partie D).

### Confirmation expérimentale

On peut tracer sur un même graphe les résultats des deux expériences physiques : « contact ouvert » et « contact fermé ».

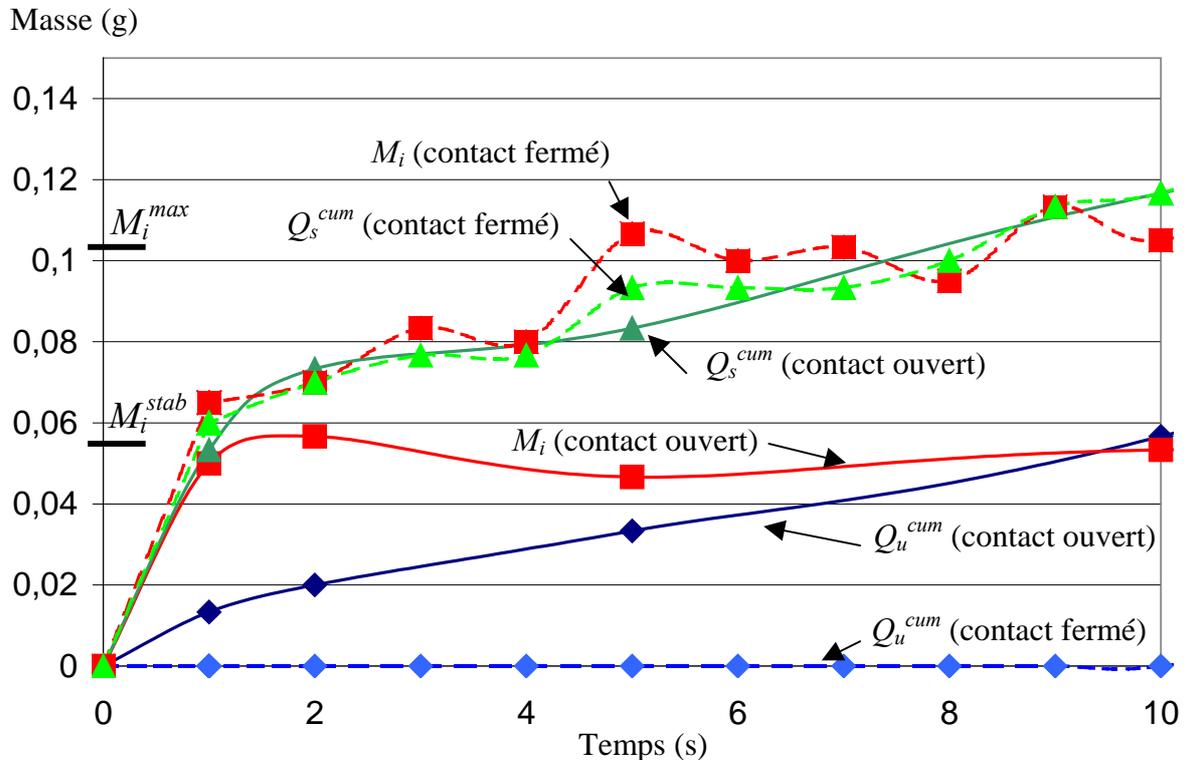


Figure 77 : Evolution des débits sources et d'usure cumulés et de la quantité de troisième corps pour deux géométries de contact différentes (essais expérimentaux).

Comme dans les simulations, on assiste à un arrêt du débit d'usure lorsque l'on ferme le contact (au moins temporairement car nous avons vu plus haut la réactivation des éjections de particules alors que celles-ci se transformaient en poudre). Il y a alors production de particules de troisième corps (activation de  $Q_s$ ) jusqu'à la quantité stable  $M_i^{max}$  (décrite dans le chapitre 1), plus importante que celle d'un contact ouvert ( $M_i^{stab}$ ).

Au final, le détachement des particules reste le reflet de l'éjection des particules une fois une couche stable de troisième corps obtenue. Si l'éjection est nulle, il n'y a plus de détachements.

On retrouve donc numériquement et expérimentalement les mêmes tendances. On montre ici qu'il est possible de bloquer l'éjection des particules ( $Q_u$ ) géométriquement et, par voie de conséquence, de contrôler tous les débits de troisième corps.

### 2.3.2 Influence de l'adhésion entre particules

On propose ici d'étudier l'un des paramètres qui caractérisent la rhéologie du troisième corps : l'adhésion entre les particules. Si les paramètres précédents sont de nature mécanique, celui-ci est basé sur des notions de physico-chimie. Il reflète, par exemple, le caractère cohésif d'une poudre humide. Comme évoqué plus haut (chapitre 1, étude du débit source seul), le contrôle de cette adhésion (et donc du milieu ambiant) n'est pas envisageable expérimentalement à l'échelle de ce travail et cette étude est menée grâce à l'outil numérique uniquement.

#### Constat

On mène trois simulations numériques distinctes pour lesquelles un seul paramètre est différent : la force d'adhésion  $\bar{\gamma}_{TC}$  entre les particules de troisième corps (les autres caractéristiques sont celles de l'annexe 3.3.). Les différents débits de troisième corps sont représentés séparément sur la Figure 78, la Figure 79 et la Figure 80.

L'évolution du débit source cumulé avec  $\bar{\gamma}_{TC}$  (Figure 78) paraît tout d'abord difficile à expliquer. Nous reviendrons par la suite sur ces résultats.

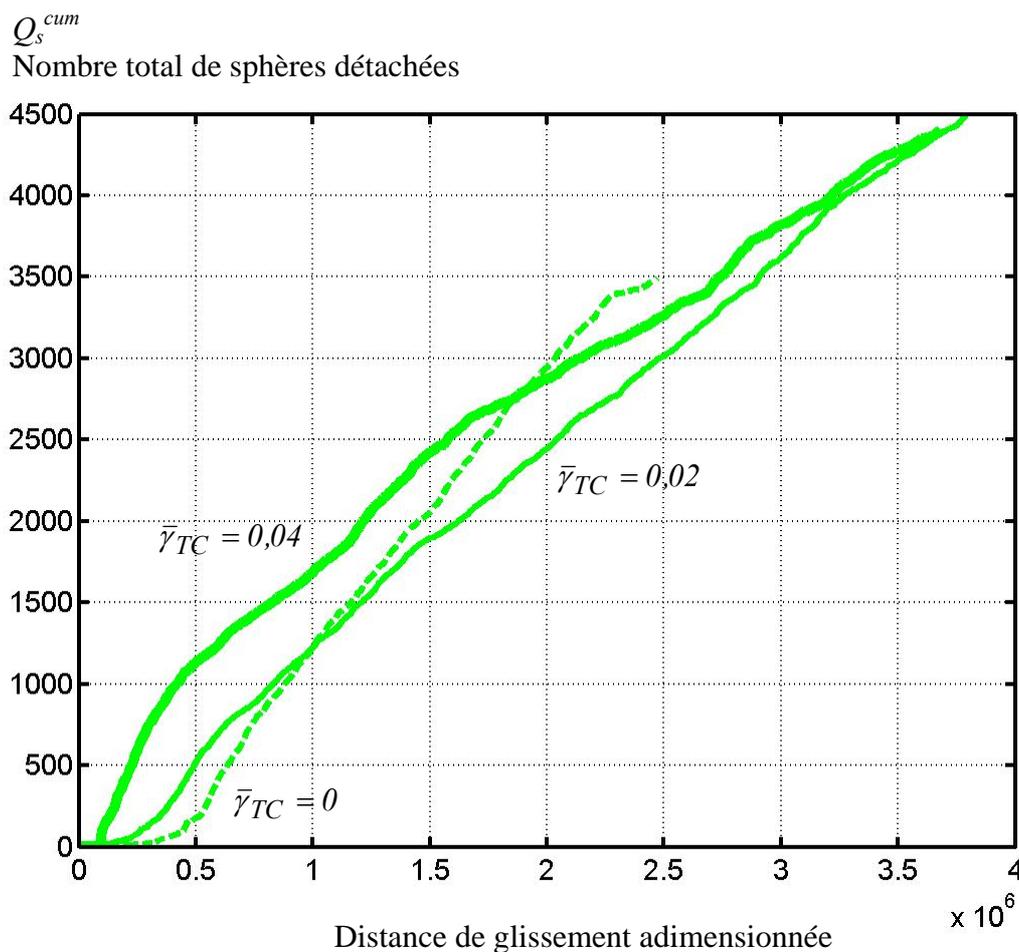


Figure 78 : Influence de l'adhésion entre particules sur le débit source cumulé de troisième corps (simulations numériques).

En revanche, il apparaît nettement sur la Figure 79 que le débit d'usure diminue avec  $\bar{\gamma}_{TC}$ .

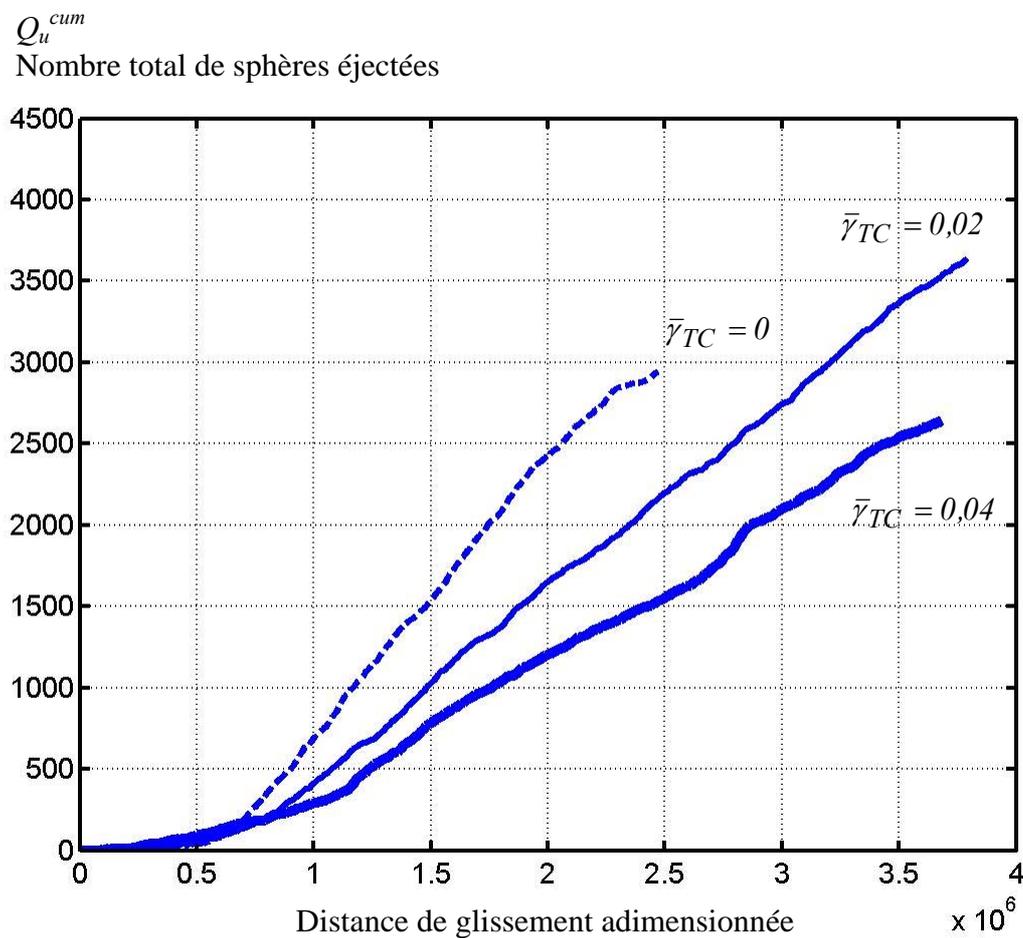


Figure 79 : Influence de l'adhésion entre particules sur le débit d'usure cumulé (simulations numériques).

Enfin on remarque (Figure 80) que la quantité stable de troisième corps  $M_i^{stab}$  est d'autant plus grande que l'adhésion entre particules est grande.

$M_i$

Nombre de sphères de 3<sup>e</sup> corps

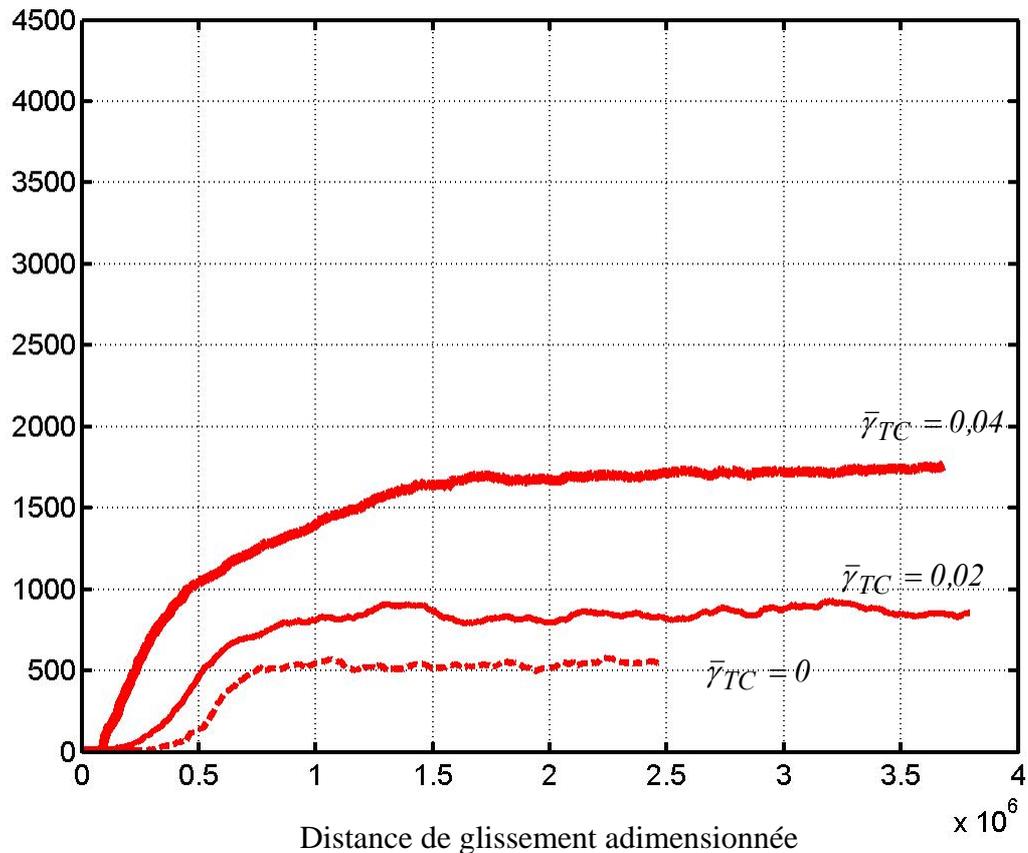


Figure 80 : Influence de l'adhésion entre particules sur la quantité de troisième corps dans le contact (simulations numériques).

L'analyse des ces résultats paraît d'abord plus délicate que précédemment, car si l'allure générale de chaque débit correspond toujours à nos observations antérieures (équivalence du débit source et du débit d'usure lorsqu'une quantité stable ( $M_i^{stab}$ ) de troisième corps est obtenue), l'influence de l'adhésion entre particules de troisième corps montre deux phénomènes qui peuvent paraître antagonistes vis-à-vis de l'usure.

Le débit d'usure (éjection des particules) est d'autant plus faible que l'adhésion augmente. Les particules restent en effet collées entre elles et aux surfaces, ce qui facilite leur confinement.

Mais plus les particules sont adhésives, plus la quantité stable  $M_i^{stab}$  de troisième corps est grande. Par conséquent, les particules adhésives encouragent les détachements de particules aussi bien qu'elle limitent leur éjection.

Pour illustrer ces conclusions, on montre sur la Figure 81 et la Figure 82 deux images de simulations numériques pour deux cas différents d'adhésion entre particules, lorsqu'une couche stable de troisième corps a été atteinte.

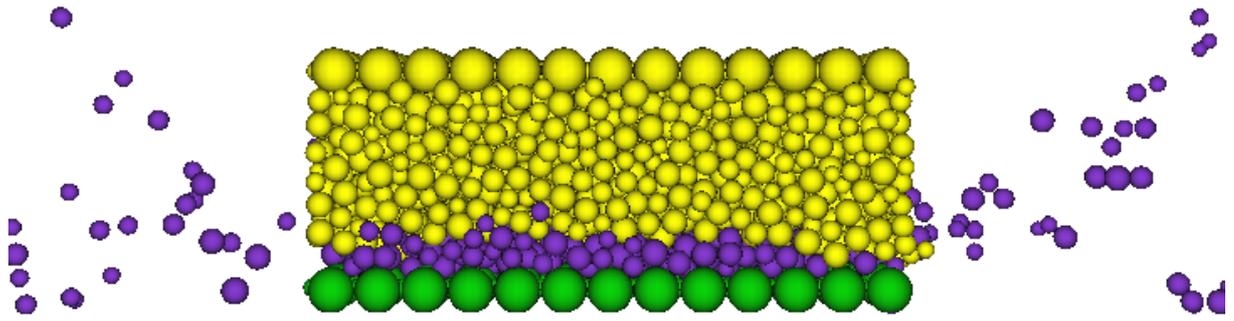


Figure 81 : Image d'une simulation 3D avec création et éjection de particules (contact ouvert). Les particules de troisième corps ne sont pas adhésives ( $\bar{\gamma}_{TC} = 0$ ).

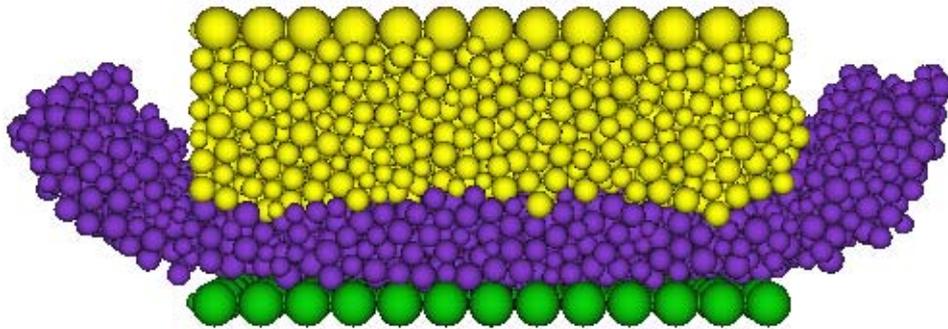


Figure 82 : Image d'une simulation 3D avec création et éjection de particules (contact ouvert). Les particules de troisième corps sont fortement adhésives ( $\bar{\gamma}_{TC} = 0,04$ ).

Des particules fortement adhésives forment un agglomérat à la sortie du contact ce qui explique une éjection moindre. En revanche, on remarque une épaisseur stable de troisième corps bien plus importante.

### Concevoir un contact avec des particules adhésives

On peut déjà, d'après les courbes (Figure 78, Figure 79 et Figure 80), tirer des renseignements précieux pour la conception d'un contact. En particulier, l'analyse des courbes de débits sources cumulés (Figure 78) donne des renseignements sur la quantité totale de matière perdue par un premier corps et donc sur sa durée de vie.

L'adhésion des particules de troisième corps peut tout aussi bien être « nocive » ou « bienfaitrice » pour les premiers corps, selon la façon dont on utilise le contact. Nous venons de voir en effet qu'elle favorise l'établissement d'une couche épaisse de troisième corps, alors qu'elle limite l'éjection des particules.

Mais si la quantité totale de matière perdue par le matériau ( $Q_s^{cum}$ ) suit l'évolution de la couche de troisième corps ( $M_i$ ) pendant la naissance du contact, elle suit en revanche l'évolution du débit d'usure (éjection des particules,  $Q_u^{cum}$ ) pendant la vie propre du contact.

La Figure 78 montre un débit source minimum avec les particules fortement adhésives, pour les utilisations à long terme du contact. Ainsi, si l'on a un contact réel, de cinématique continue, qui fonctionne pendant un temps très long sans jamais être ouvert totalement, alors une certaine quantité de troisième corps peut être piégée à l'intérieur du contact et il convient

de la conserver au maximum en limitant son éjection. On choisira (en influençant l'environnement et les matériaux en présence, lorsque cela est possible) des particules très adhésives qui formeront une couche épaisse de troisième corps, mais qui resteront dans le contact.

En revanche, si l'on se place dans le cas d'un contact de cinématique alternative (fretting) ou dont le contenu est « nettoyé » régulièrement (éjection imposée), par exemple en ouvrant et fermant sans cesse le contact sur des temps courts (cas du freinage par exemple), le troisième corps est éjecté avant même de pouvoir former la couche stable décrite plus haut. Le contact reste alors dans une première phase (naissance), avec peu de troisième corps, et l'usure est essentiellement contrôlée par le débit source de troisième corps (les détachements de particules). Dans cet autre cas extrême (qui correspond à l'hypothèse d'Archard, voir partie A), des particules peu ou pas adhésives causeront une réactivation moindre du débit source, donc moins de dommages (sur la Figure 78, le débit source est minimum, dans le cas des contacts « courts », pour des particules non adhésives).

## 2.4 Synthèse des résultats sur l'usure

Lorsque le détachement de particules (représenté par le débit source  $Q_s$ ) s'accompagne de leur possible éjection du contact (débit d'usure  $Q_u$ ), on montre ici à la fois numériquement et expérimentalement une évolution très particulière des trois grandeurs  $Q_s$ ,  $Q_u$  et  $M_i$ .

Pendant la « naissance » du contact, alors qu'il n'y a encore que très peu de particules détachées (le débit d'usure est inactif), la quantité de particules dans le contact est égale à la quantité totale de particules détachées.

A partir d'une quantité de troisième corps seuil, l'éjection des particules est possible. On entame alors la « vie propre » du contact. Dans cette deuxième phase, la quantité de troisième corps créée est égale à la quantité de particules éjectées définitivement du contact. De plus les débits source et d'usure, égaux, sont constant au court du temps. Conséquence : la quantité de troisième corps à l'interface est elle-même constante.

$$Q_s = Q_u = \text{constante}$$

$$M_i = M_i^{stab} = \text{constante}$$

Lorsque la quantité de troisième corps diminue légèrement (du fait de l'éjection de quelques particules), alors les contraintes dans le matériau augmentent. S'en suivent des détachements de particules. La quantité de troisième corps augmente alors de nouveau, et les contraintes dans le troisième corps diminuent. Le débit source de troisième corps est donc bien la conséquence du débit d'usure.

Pour un même matériau, on a étudié l'influence de deux paramètres sur l'usure.

Le premier, plutôt d'ordre mécanique, est la géométrie du contact. On remarque (toujours numériquement et expérimentalement) qu'en refermant le contact, c'est-à-dire en empêchant artificiellement les particules de sortir, la quantité de troisième corps à l'équilibre (pendant la vie propre du contact) est de plus en plus grande (avec pour limite le cas du contact complètement fermé). Cependant, les éjections des particules, et donc les détachements qui y

sont liés, sont d'autant moins grands. L'usure est donc réduite en contrôlant la fuite des particules par la géométrie du contact.

Le deuxième paramètre est de nature physico-chimique. Il s'agit de l'adhésion entre particules de troisième corps (qui varie par exemple avec l'humidité ou une atmosphère particulièrement oxydante). Pour des raisons techniques, seuls des résultats issus de simulations numériques sont montrés ici. On montre que l'adhésion entre particules joue un double rôle quant au phénomène d'usure. Alors qu'elle favorise le détachement de particules jusqu'à une quantité de troisième corps à l'équilibre plus grande, elle tend également à freiner l'éjection des particules (donc à diminuer le débit d'usure).

Pendant la naissance du contact, où la génération de la couche de troisième corps est le phénomène prédominant (pas d'éjection), l'adhésion entre particules encourage particulièrement les détachements. Mais pendant la vie propre, le débit d'usure contrôle le débit source. Et il est d'autant plus faible que l'adhésion entre particules est grande. Pour une utilisation « à long terme » du contact, des particules particulièrement adhésives sont donc recommandées.

Ces résultats d'essais nous ont montré comment il était possible d'appréhender la complexité, inhérente au phénomène d'usure, de la compétition entre trois grandeurs : les débits source et d'usure et la quantité de troisième corps dans le contact. Pour une compréhension accrue du phénomène, il convient maintenant de faire le bilan des relations existant entre ces grandeurs, prises séparément, et de les assembler dans un modèle qui soit capable de prédire qualitativement les phénomènes observés dans cette partie.

# Partie D : Construction d'une loi d'usure qualitative prenant en compte le détachement et l'écoulement des particules de troisième corps

Nous avons particulièrement étudié dans la partie C le détachement de particules (c'est-à-dire l'activation du débit source  $Q_s$  de troisième corps), qui était complété ou non par l'éjection (le débit d'usure  $Q_u$ ) de ces particules.

Pour comprendre davantage l'usure, on se propose maintenant de dissocier ses deux composantes principales : le débit source et le débit d'usure. Ceux-ci seront analysés séparément, puis le processus d'usure sera reconstitué à partir de leur superposition.

Le premier chapitre de cette partie aboutit donc à une loi qualitative d'évolution des débits.

Le second chapitre est consacré à une discussion générale sur l'usure à partir de cette nouvelle loi. Celle-ci est dans un premier temps expliquée. On montre ensuite comment elle repositionne une grande partie des lois classiques d'usure en ajoutant au phénomène de détachement de particules la problématique de l'écoulement de matière à l'intérieur du contact. Enfin, appuyée sur des simulations numériques, elle propose un regard nouveau sur l'usure en présence de particules adhésives.

Une synthèse générale de cette partie sera donnée dans un troisième chapitre.

# 1. Etudes séparées du détachement de particules et de leur éjection, menant à l'établissement d'une loi d'usure.

L'étude séparée des débits source et d'usure requiert deux types différents d'expérience ou de simulation. En effet, on étudiera le débit source en considérant un contact dans lequel l'éjection des particules n'est pas permis, et on étudiera le débit d'usure dans un contact où il n'y a pas de détachement mais seulement l'éjection des particules présentes.

Le regroupement des deux activations des débits source et d'usure par une équation d'équilibre des masses dans le contact aboutit à une loi d'usure qualitative.

## 1.1 Le débit source

On rappelle d'abord ici les résultats de la partie C concernant l'activation du débit source  $Q_s$  en fonction de la quantité de troisième corps  $M_i$ .

On montre dans un deuxième temps comment cette activation peut être comprise comme un équilibre des puissances fournies et dissipées dans le système.

### **1.1.1 Rappels sur l'évolution du débit source**

Des systèmes sans éjection de particules ont déjà été rencontrés dans le chapitre 1 de la partie C. Il s'agit :

- expérimentalement du « contact fermé » (l'éprouvette inférieure comportant un alésage à fond plat),
- numériquement des simulations 2D ou bien des simulations 3D avec deux parois virtuelles sur les bords du contact.

Nous avons vu que le débit source de troisième corps  $Q_s$ , exprimé expérimentalement comme la masse de billes de verre perdue par seconde, était une fonction linéaire (au moins sur une large gamme) de la masse  $M_i$  de troisième corps à l'interface.

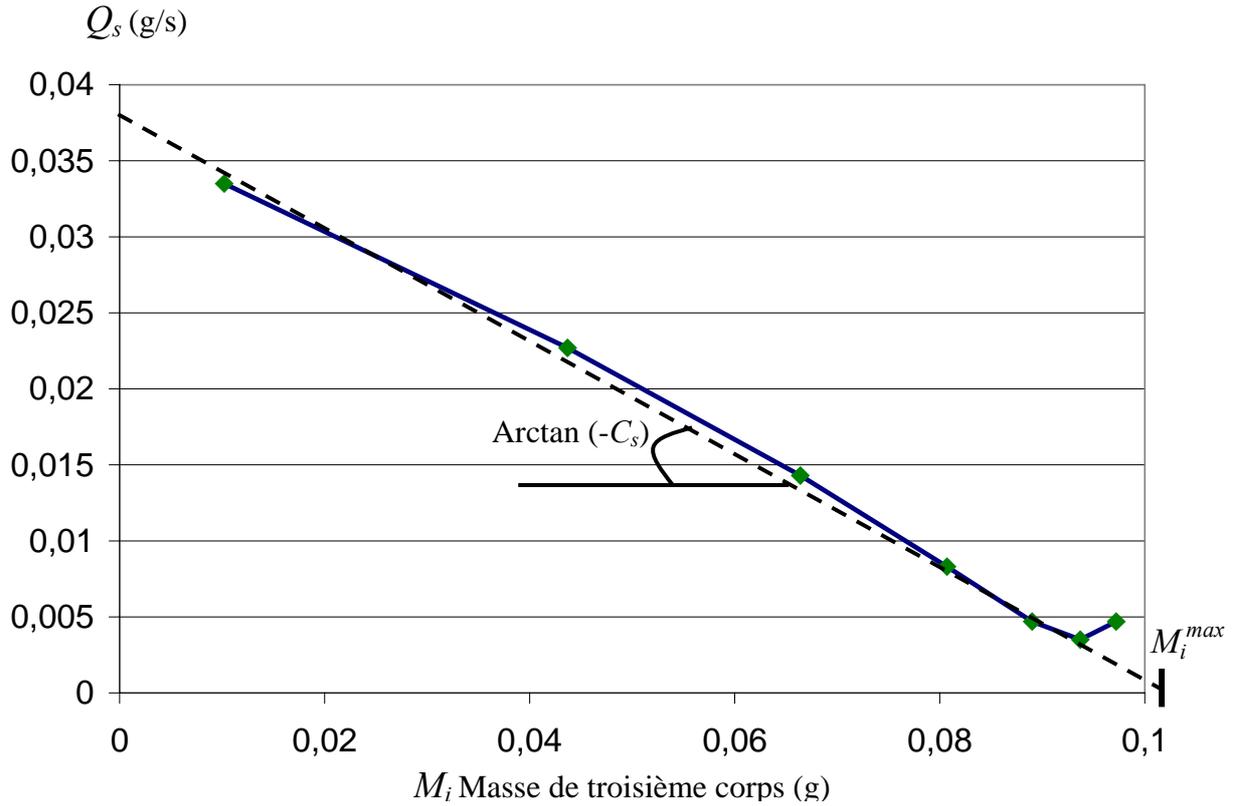


Figure 83 : Débit source de troisième corps en fonction de la quantité de particules créée (résultat d'une étude expérimentale, cf. partie C).

Les simulations numériques montrent une activation identique du débit source (Figure 51) et ne sont donc pas rappelées ici.

Il est possible de caractériser la droite décrite sur la Figure 83 par une pente  $(-C_s)$  et la quantité remarquable de troisième corps  $M_i^{max}$ , nécessaire pour qu'il n'y ait plus de détachement de particules. La relation entre débit source et quantité de troisième corps peut donc s'écrire :

$$Q_s = C_s (M_i^{max} - M_i) \quad \text{lorsque } M_i < M_i^{max},$$

$$Q_s = 0 \quad \text{lorsque } M_i \geq M_i^{max}.$$

On appellera  $C_s$  la « constante de dégradation », caractéristique de l'évolution des détachements de particules ( $Q_s$ ) en fonction de  $M_i$ .  $C_s \cdot M_i^{max}$  représente la dégradation initiale du matériau, en l'absence de troisième corps.

On pourra également exprimer le débit source comme dans [99], en fonction d'une épaisseur de troisième corps dans le contact.

### 1.1.2 Bilan des énergies

De manière totalement indépendante du modèle décrit ci-dessus et des résultats de la partie précédente, nous écrivons le bilan des énergies dans notre système. Ainsi, nous proposerons une explication physique à l'activation du débit source décrite ci-dessus.

#### Energie fournie

Un contact plan est d'une manière générale soumis à deux sollicitations mécaniques simultanées : un effort normal  $F_N$  (qui impose une pression de contact  $P$ ) et un déplacement  $\Delta L_x$  qui correspond à une vitesse de glissement  $V$  imposée. On mesure alors le déplacement normal au contact  $\Delta L_z$  et la force de frottement  $F_T$ . On peut également exprimer  $F_T$  comme étant une fraction de  $F_N$  par l'intermédiaire du coefficient de frottement mesuré  $\mu_m$ .

$$F_T = \mu_m \cdot F_N$$

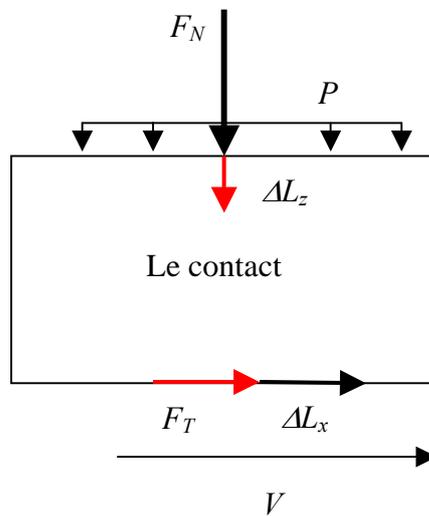


Figure 84 : Les sollicitations mécaniques du contact.

Le travail de la force normale peut s'écrire :

$$W_{F_N} = F_N \cdot \Delta L_z$$

Et celui de la force de frottement, conséquence du glissement imposé :

$$W_{F_T} = \mu_m \cdot F_N \cdot \Delta L_x$$

#### Energie dissipée

L'énergie peut être dissipée de plusieurs manières dans le système (par chaleur [100], fissuration [86], rayonnement, etc.) et nous ne rentrerons pas dans les détails physiques qui dépassent le cadre de cette étude mécanique. Mais nous distinguerons cependant :

- l'énergie dissipée dans le troisième corps :  $E_{\alpha_{TC}}$ ,

- l'énergie dissipée lors des ruptures des joints (entre les particules constitutives des premiers corps) qui donnent lieu au détachement de particules :  $E_r$ ,
- l'énergie dissipée dans des matériaux, d'une autre façon que celle décrite précédemment :  $E_{\alpha_{PC}}$ .

### Hypothèses

Ceci nous conduit à émettre des hypothèses simples :

- Au cours du processus d'usure, la variation d'énergie cinétique du système est négligeable.
- On néglige la variation du déplacement normal du contact par rapport au déplacement tangentiel imposé, et ainsi :

$$W_{F_N} \ll W_{F_T}$$

- Le frottement moyen, mesuré, ne varie pas au cours du processus de détachement de particules. Il est fonction des paramètres d'entrées du système, mais pas du temps. On peut alors écrire que la puissance apportée au contact à chaque instant  $t$  est :

$$P_{F_T} = \frac{dW_{F_T}}{dt} = \mu_m \cdot F_N \cdot V = \mu_m \cdot P \cdot V \cdot A = k_1,$$

où  $A$  est l'aire de contact et  $k_1$  une constante. La puissance apportée au système est constante au cours du processus d'usure.

- Puisque la masse des premiers corps en présence est bien supérieure à la masse de troisième corps produite, la puissance dissipée par les premiers corps, autrement que par rupture de joints donnant lieu à des détachements de particules, est constante au cours du processus d'usure.

$$P_{\alpha_{PC}} = k_2, \text{ où } k_2 \text{ est une constante.}$$

- La quantité de troisième corps produite dans le système est directement proportionnelle à l'énergie  $E_r$  dissipée par fissuration. En terme de puissance, on écrit :

$$P_r = k_3 \cdot Q_s, \text{ où } k_3 \text{ est une constante.}$$

- L'énergie dissipée dans le troisième corps est proportionnelle à la quantité de troisième corps en formation dans le contact. Ce qui s'écrit :

$$P_{\alpha_{TC}} = k_4 \cdot M_i$$

### Conservation de l'énergie

Avec ces hypothèses, l'équilibre des puissances fournies au système et dissipées par ce dernier s'écrit :

$$P_{F_T} = P_{\alpha_{PC}} + P_r + P_{\alpha_{TC}}$$

$$P_{F_T} - P_{\alpha_{PC}} = \text{constante} = P_r + P_{\alpha_{TC}}$$

$$k_3 \cdot Q_s + k_4 \cdot M_i = k_1 - k_2$$

En posant :

$$\frac{k_4}{k_3} = C_s \text{ et } \frac{k_1 - k_2}{k_4} = M_i^{max}$$

On a :

$$Q_s = C_s (M_i^{max} - M_i)$$

Il apparaît donc de nouveau que le débit source  $Q_s$  est inversement proportionnel à la quantité  $M_i$  de troisième corps. La relation trouvée ici à l'aide d'un raisonnement énergétique simple est identique à celles relevées par ailleurs dans les simulations numériques et dans les expériences réelles (partie C, chapitre 1).

Ce raisonnement ne doit pas être compris comme une démonstration, mais plutôt comme une tentative d'explication des résultats numériques et expérimentaux. On montre ainsi que, sous certaines hypothèses, l'évolution du débit source en fonction de la quantité de troisième corps est liée à un équilibre des puissances dissipées dans le système.

La puissance fournie et les autres puissances dissipées étant constantes par ailleurs, il y aurait dissipation par des dégradations liées au détachement de particules tant que la puissance dissipée par le troisième corps reste insuffisante. Lorsque la puissance dissipée dans le troisième corps et les premiers corps suffit à équilibrer la puissance fournie au système, il n'y a plus de détachement de particules.

### Le cas du fretting et de la loi d'Archard

Si maintenant nous adaptons notre bilan d'énergie à la loi d'Archard qui ne considère pas de particules à l'interface, et en admettant que l'énergie dissipée par les matériaux est toujours liée à des détachements de particules, on a :

$$P_{F_T} = P_r = k_3 \cdot Q_s$$

Le débit source de troisième corps (qui représente la « vitesse d'usure » d'Archard) est donc proportionnel à l'énergie totale apportée au système. Fouvry et al. [101] ou Huq et Celis [102] rapportent ce résultat dans le cadre d'expériences de fretting où l'on peut concevoir une éjection forcée des particules du contact.

Notons enfin qu'en développant l'expression de  $P_{F_T}$ , on obtient :

$$Q_s = \frac{\mu_m \cdot A}{k3} \cdot P \cdot V$$

où  $Q_s \propto \frac{dh}{dt}$  (la vitesse d'usure d'Archard).

On trouve ainsi une relation directe entre le débit source (qui correspond à la vitesse d'usure d'Archard) et le produit  $PV$ , identifiant ainsi l'une des formes de la loi d'Archard (Partie A). Nous reviendrons bientôt sur les liens entre notre modèle et cette loi.

### Bilan des énergies et simulations numériques

Lorsqu'on suit au cours du temps, donc au cours des détachements de particules, l'évolution des puissances fournies et dissipées dans le contact numérique élémentaire, on retrouve effectivement un équilibre entre la puissance dissipée par rupture des liaisons dans le premier corps granulaire et la puissance dissipée par amortissement visqueux dans le troisième corps, alors que la puissance fournie est (relativement) constante.

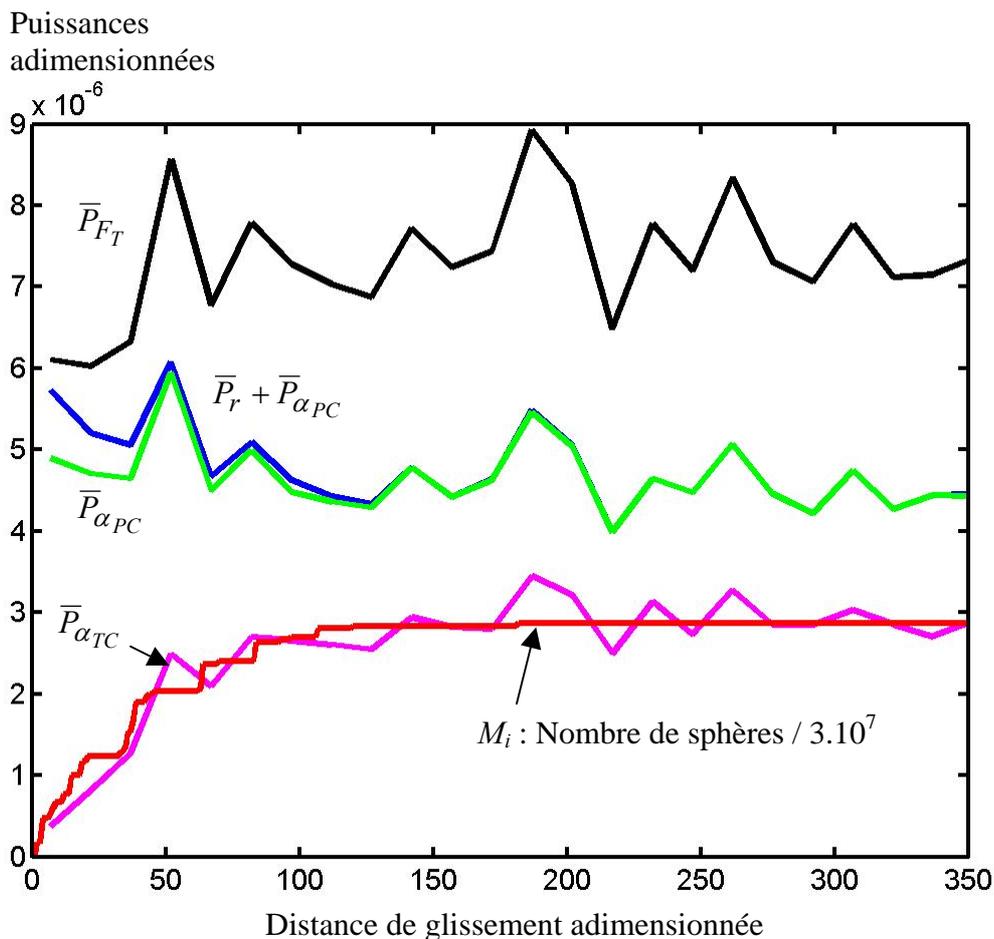


Figure 85 : évolution des puissances fournies et dissipées dans le contact numérique élémentaire (les caractéristiques de la simulation figurent en annexe 3.1.).

Sur la Figure 85, on constate que la puissance  $P_{\alpha_{TC}}$  dissipée dans le troisième corps correspond bien, à une constante près, à la quantité  $M_i$  de troisième corps dans le contact.

On explique ainsi pourquoi les simulations avec un premier corps et un troisième corps non-dissipatifs (Figure 69, partie C) ne présentent pas une quantité de troisième corps stabilisée, mais une « dégradation totale » : toutes les sphères du premier corps finissent par être détachées. En revanche, lorsque le premier corps est dissipatif (Figure 68), il peut être capable de dissiper toute l'énergie fournie. Dans ce cas, il est plus difficile de conclure sur les relations entre détachements de particules et équilibre des puissances dissipées.

### 1.1.3 Synthèse

La relation débit source / quantité de troisième corps décrite par les simulations numériques et les essais expérimentaux peut être perçue comme une forme particulière de l'équilibre des énergies dans le système.

Le point de vue mécanique de l'usure, adopté dans ces études, se limitera à ces considérations énergétiques très simples. Notons que des tentatives pertinentes de modélisation de l'usure d'un point de vue thermodynamique, et prenant en compte le troisième corps, ont été développées par Dragon ([103], [104], [105]).

Les simulations, les essais expérimentaux, ainsi qu'un bilan énergétique simplifié montrent que le débit source est inversement proportionnel à la quantité de troisième corps contenu dans le contact.

## 1.2 Le débit d'usure

On étudie ici l'éjection des particules de troisième corps (donc le débit d'usure  $Q_u$ ) dans un contact où il n'y a, cette fois, pas de détachement de particules (donc pas de débit source). De façon indépendante, on pourra utiliser :

- des simulations numériques,
- des essais expérimentaux,
- une étude analytique simple.

A l'aide de ces investigations, il sera montré que le débit d'usure et la quantité de troisième corps sont reliés de manière simple.

### 1.2.1 Simulations numériques

On construit des simulations numériques 3D sans premier corps dégradé, comportant uniquement un lit de particules sphériques cisailé entre deux parois horizontales, comme décrit au chapitre 1 de la partie B1. Sans parois virtuelles sur les faces latérales du contact, les particules peuvent s'éjecter. Des détails sont donnés dans [106].

Les simulations conduisent au résultat de la Figure 86, où le nombre de sphères perdues par unité de temps ( $Q_u$ ) est exprimé en fonction de la quantité de troisième corps ( $M_i$ ).

$Q_u$   
 Nombre de sphères  
 éjectées par unité de temps

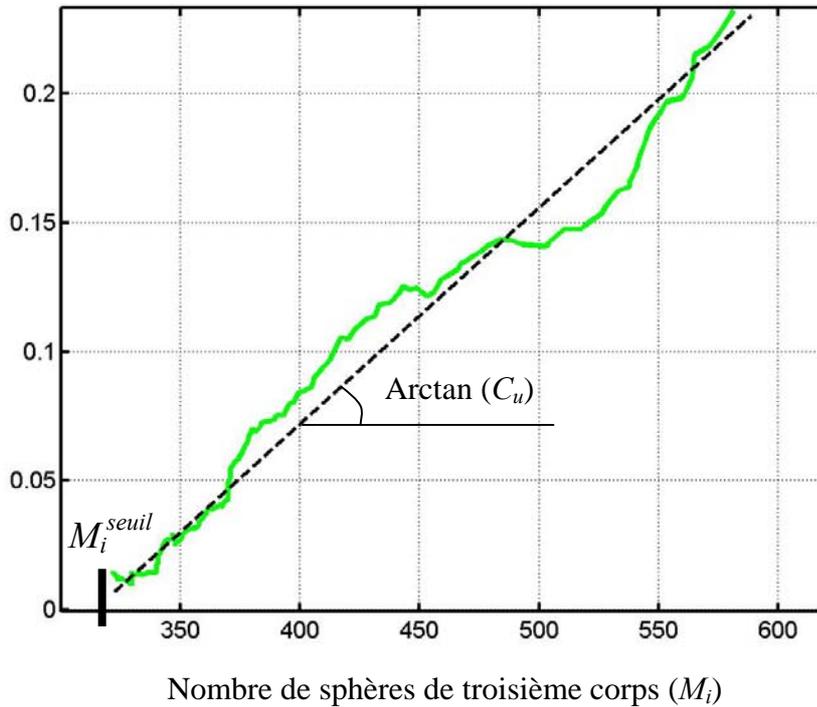


Figure 86 : Débit d'usure en fonction de la quantité de particules crée (Etude numérique dont les caractéristiques principales sont celles de l'annexe 3.3., sans matériau dégradable).

On remarque de même, de façon claire, un comportement quasi-linéaire du débit d'usure en fonction de la quantité de troisième corps contenu dans le contact. Mais ce débit est cette fois directement proportionnel à  $M_i$  puisqu'une quantité croissante de troisième corps favorise l'éjection de celui-ci.

On pourrait à nouveau caractériser cette droite par un coefficient directeur  $C_u$  ( $C_u$  est « le coefficient d'usure ») et par une quantité de troisième corps caractéristique  $M_i^{seuil}$  en dessous de laquelle le troisième corps n'est pas éjecté du contact. Celui-ci peut en effet rester confiné dans le contact lorsqu'il est seulement constitué de petits « îlots », piégés par des irrégularités des surfaces, et qu'il ne s'étale pas d'une extrémité à l'autre du contact.

Ce résultat conduit donc à écrire :

$$Q_u = C_u (M_i - M_i^{seuil}) \quad \text{lorsque } M_i > M_i^{seuil},$$

$$Q_u = 0 \quad \text{lorsque } M_i < M_i^{seuil}.$$

Il faudra cependant noter dans ce type de simulation l'existence de conditions initiales et de conditions limites très particulières : on forme une couche épaisse de troisième corps entre deux parois horizontales et on ouvre brusquement les parois latérales du contacts. L'éjection

des particules est alors très grande, et soudaine. Ce qui explique que l'échelle des débits d'éjection soit démesurément grande ici.

On ne s'attachera donc pas à l'échelle des débits (sur la Figure 86), mais on retiendra l'activation linéaire de  $Q_u$  en fonction de  $M_i$ , comme décrit dans ces dernières équations.

### 1.2.2 Essais expérimentaux

Pour confirmer ce résultat qui provient de simulations numériques, on pourrait imaginer une expérience, avec un dispositif expérimental identique à celui utilisé jusqu'ici, dans laquelle le premier corps supérieur n'est pas dégradable. Il s'agirait ici d'un pion en acier, sur lequel on collerait un papier abrasif, de la même façon que sur l'éprouvette inférieure. Au début de l'expérience, on placerait un lit (le plus homogène possible) de billes de verre indépendantes. Ce nouveau type d'expérience, même simple, nécessite tout de même un soin particulier à mettre en place, et n'a pas été conduit au cours de ce travail. Il fera l'objet d'études ultérieures.

### 1.2.3 Etude analytique

Le comportement linéaire de  $Q_u$  par rapport à  $M_i$  s'explique toutefois très simplement par un raisonnement analytique. Le volume de matière qui passe à travers une surface (débit volumique) s'écrit (de manière continue) :

$$Q_v = \iint_s u \cdot ds$$

où  $s$  est la surface à travers laquelle s'écoule le troisième corps et  $u$  est la vitesse des particules à travers  $s$ .

Sur une partie élémentaire d'un contact infiniment long (Figure 87), et en émettant l'hypothèse que la masse volumique  $\rho$  du troisième corps sortant est indépendante de  $x$  et  $z$ , le débit de fuite (massique) s'exprime par :

$$Q_u = 2\rho \iint_s u \cdot ds$$

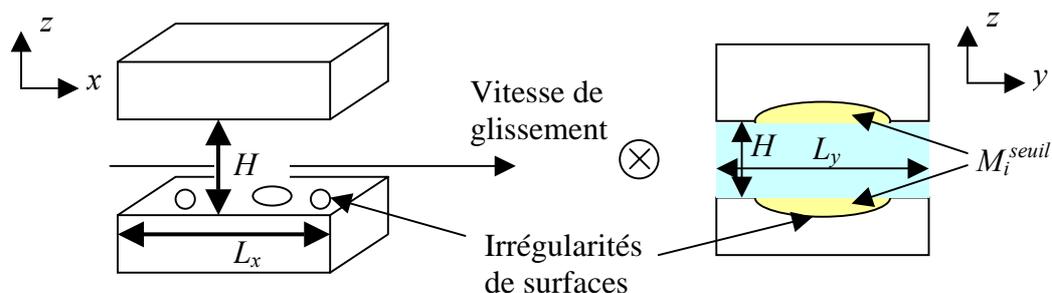


Figure 87 : Débit de fuite sur un contact élémentaire.

De même qu'en lubrification fluide, où le troisième corps adhère au paroi, on fait l'hypothèse d'un profil parabolique (suivant  $z$ ) de la vitesse d'éjection des particules sur les bords, comme défini sur la Figure 88.

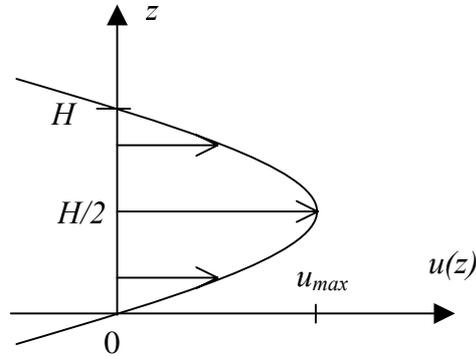


Figure 88 : Profil de la vitesse d'éjection des particules suivant  $z$ .

Ce profile s'écrit :

$$u(z) = \frac{-4.u_{max}}{H^2} \left( z - \frac{H}{2} \right)^2 + u_{max}$$

En intégrant  $u$ , le débit d'usure  $Q_u$  s'écrit alors comme une fonction de l'épaisseur  $H$  de troisième corps :

$$Q_u = \frac{4}{3} \rho.L_x.H.u_{max}$$

D'autre part, la quantité totale  $M_i$  de troisième corps dans le contact est la somme de la quantité  $M_i^{seuil}$  de troisième corps piégée dans les irrégularités de surfaces (voir la Figure 87), et de la quantité de troisième corps concernée par l'éjection, formant l'essentiel de la couche, d'épaisseur  $H$ .  $M_i$  s'écrit :

$$M_i = \rho.H.L_x.L_y + M_i^{seuil}$$

Le débit d'usure peut donc à nouveau s'écrire comme une fonction linéaire de la quantité de troisième corps dans le contact :

$$Q_u = \frac{4}{3} \frac{u_{max}}{L_y} (M_i - M_i^{seuil})$$

On retrouve grâce à ce raisonnement analytique simple le même résultat qualitatif qu'avec la simulation numérique. De plus, on identifie le coefficient d'usure  $C_u$  repéré plus haut comme étant proportionnel au rapport de la vitesse maximale d'éjection des particules sur la largeur du contact.

Des simulations numériques, tout comme cette étude analytique, montrent que le débit d'usure varie linéairement par rapport à la quantité de troisième corps contenu dans le contact.

### 1.3 Couplage graphique qualitatif des débits source et d'usure

On tente maintenant de rassembler dans une même approche les résultats obtenus d'une part pour le débit source, et d'autre part pour le débit d'usure. Ce faisant, on pourra tenter d'expliquer les résultats numériques et expérimentaux obtenus pour un contact où ces deux composantes principales du phénomène d'usure sont en compétition (partie C, chapitre 2).

On peut tracer qualitativement, sur un même graphe, les activations du débit source et du débit d'usure, tous deux étant fonction de la quantité de troisième corps présente dans le contact.

On remarquera que deux cas peuvent se produire, selon que la quantité  $M_i^{seuil}$  « d'activation » du débit d'usure est supérieure ou inférieure à la quantité  $M_i^{max}$  pour laquelle le débit source est rendu inactif (Figure 89 et Figure 90). Dans le premier cas, les deux débits n'interagissent pas. Dans le second, ils sont en compétitions.

Premier cas :  $M_i^{max} < M_i^{seuil}$

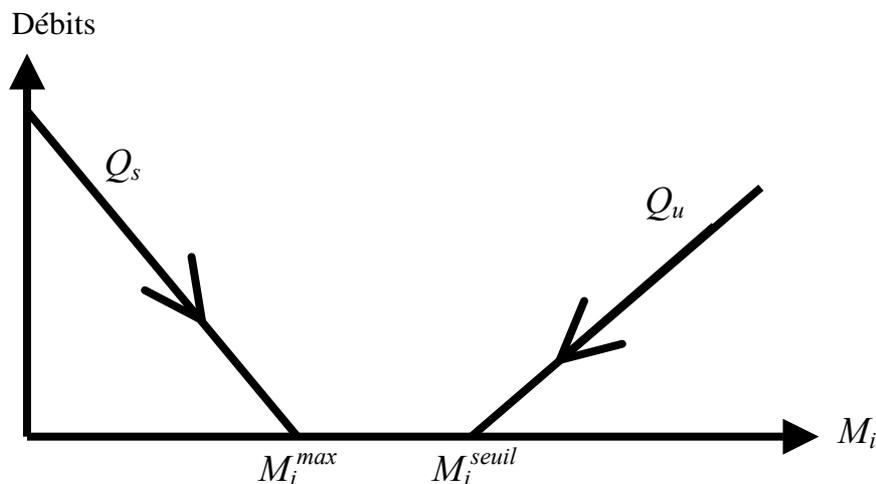


Figure 89 : Compétition des débits source et d'usure en fonction de la quantité de troisième corps ( $M_i^{max} < M_i^{seuil}$ ).

Ce cas représente un contact relativement confiné où une forte quantité de troisième corps  $M_i^{seuil}$  est nécessaire à l'éjection des particules et où il faut peu de troisième corps pour stopper l'activation de  $Q_s$ . A l'extrême, on retrouve le cas du contact fermé pour lequel il n'y a pas d'éjection ( $M_i^{seuil}$  tend vers l'infini). On remarquera que si l'éjection des particules est « impossible », le phénomène d'usure s'exprime uniquement par l'intermédiaire du débit source. Après une phase de détachements de particules, ces derniers s'arrêtent et une couche stable de troisième corps est atteinte.

Deuxième cas :  $M_i^{max} > M_i^{seuil}$

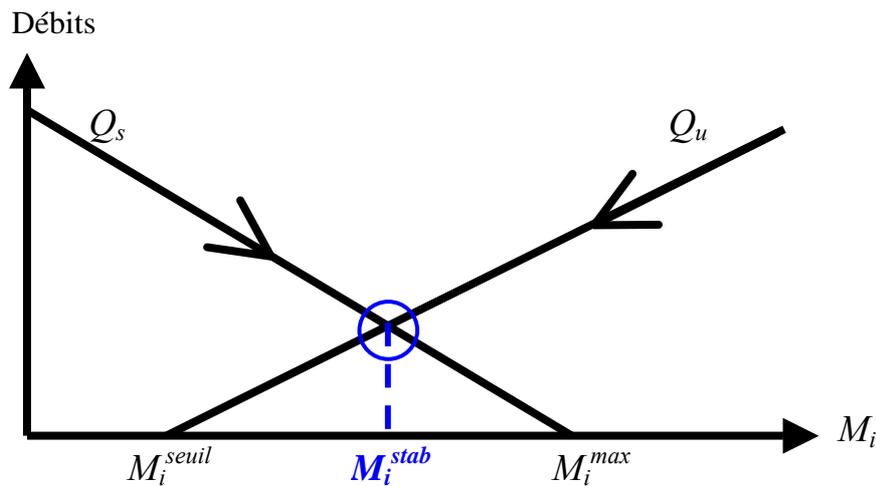


Figure 90 : Compétition du débit source et du débit d'usure en fonction de la quantité de troisième corps ( $M_i^{max} > M_i^{seuil}$ ).

On a ici le cas très classique dans lequel la production de particules de troisième corps ( $Q_s$ ) est liée à leur éjection ( $Q_u$ ). Les deux débits  $Q_s$  et  $Q_u$  sont en compétition et on remarque qu'il existe une valeur de la quantité  $M_i$  de troisième corps pour laquelle les deux débits sont égaux. On appellera  $M_i^{stab}$  cette quantité.

$$M_i^{stab} = \frac{C_s M_i^{max} + C_u M_i^{seuil}}{C_u + C_s}$$

Par définition,  $M_i^{stab}$  est donc comprise entre  $M_i^{seuil}$  et  $M_i^{max}$  :

$$M_i^{seuil} < M_i^{stab} < M_i^{max}$$

On vérifie ensuite la stabilité de la quantité  $M_i^{stab}$ . Soit  $\Delta M_i$  une petite variation de la quantité de troisième corps autour de la position  $M_i^{stab}$ .

- Si  $M_i = M_i^{stab} + \Delta M_i$ , alors  $Q_s < Q_u$ . Il y a davantage d'éjection de particules et  $M_i$  décroît vers  $M_i^{stab}$ .
- Si  $M_i = M_i^{stab} - \Delta M_i$ , alors  $Q_s > Q_u$ . Il y a davantage de production de particules et  $M_i$  augmente vers  $M_i^{stab}$ .

Le système admet donc un point d'équilibre stable.

Dans un contact avec production et éjection de particule, si la quantité  $M_i$  de troisième corps atteint  $M_i^{stab}$  alors elle n'évolue plus :  $M_i^{stab}$  est une quantité stable de troisième corps.

## 1.4 Evolution dans le temps des débits de troisième corps

Nous venons de voir comment à la fois le débit source et le débit d'usure de troisième corps pouvaient être exprimés en fonction de la quantité de troisième corps dans le contact.

Or, d'après le Circuit Tribologique (Figure 1) et l'équilibre des masses dans un contact décrit en partie A, on peut exprimer la variation dans le temps de la quantité  $M_i$  de troisième corps dans un contact, comme étant la différence entre le débit de particules créées ( $Q_s$ ) et le débit de particules éjectées ( $Q_u$ ).

Il est donc possible d'écrire un système simple, à trois équations et trois inconnues : le débit source de troisième corps  $Q_s$ , le débit d'usure  $Q_u$  et la quantité  $M_i$  de troisième corps dans le contact.

$$\begin{cases} Q_s(t) = C_s (M_i^{max} - M_i(t)) & \text{pour } M_i < M_i^{max} \text{ et } Q_s(t) = 0 \text{ sinon} \\ Q_u(t) = C_u (M_i(t) - M_i^{seuil}) & \text{pour } M_i > M_i^{seuil} \text{ et } Q_u(t) = 0 \text{ sinon} \\ \frac{dM_i(t)}{dt} = Q_s(t) - Q_u(t) \end{cases}$$

### 1.4.1 Contact fermé

Les cas décrits dans le chapitre 1 de la partie C, où l'éjection des particules n'est pas permise (le contact est fermé) correspond au cas où la quantité de troisième corps  $M_i^{max}$ , nécessaire pour stopper le détachement des particules, est atteinte avant qu'il y ait une possible éjection des particules :  $M_i^{max} < M_i^{seuil}$ .

Sur  $M_i \in [0, M_i^{max}]$  ( $t \in [0, \infty[$ ), le système se réduit à :

$$\begin{cases} Q_s(t) = C_s (M_i^{max} - M_i(t)) \\ \frac{dM_i(t)}{dt} = Q_s(t) \end{cases}$$

On peut aussi écrire dans le cas présent :

$$Q_s^{cum}(t) = \int_0^t Q_s(\lambda) d\lambda = M_i(t)$$

car  $M_i$ , la quantité de troisième corps, est la somme de toutes les particules détachées  $Q_s^{cum}$  depuis le début du fonctionnement du contact.

Cette quantité  $M_i$  vérifie donc une équation différentielle linéaire du premier degré :

$$\frac{dM_i(t)}{dt} = C_s M_i^{max} - C_s M_i(t)$$

La condition initiale de notre problème est la suivante : il n'y a initialement pas de troisième corps dans le contact. Donc :

$$M_i(0) = 0$$

Nous obtenons donc facilement l'équation de l'évolution de  $M_i$  (qui équivaut donc ici à la quantité totale de troisième corps produit  $Q_s^{cum}$ ) :

$$M_i(t) = Q_s^{cum}(t) = M_i^{max} \left( 1 - e^{-C_s \cdot t} \right)$$

Le débit source  $Q_s$  s'écrit alors :

$$Q_s(t) = C_s M_i^{max} e^{-C_s \cdot t}$$

La quantité  $M_i$  de troisième corps évolue d'une façon exponentielle avec une asymptote en  $M_i^{max}$ , qui représente une couche stable pour laquelle les détachements de particules s'arrêtent.

La Figure 91 montre une représentation graphique de  $M_i$  et  $Q_s$  en fonction du temps pour un système « fermé » dont les caractéristiques du débit source sont  $C_s = 0,2 \text{ s}^{-1}$  et  $M_i^{max} = 0,18 \text{ g}$ .

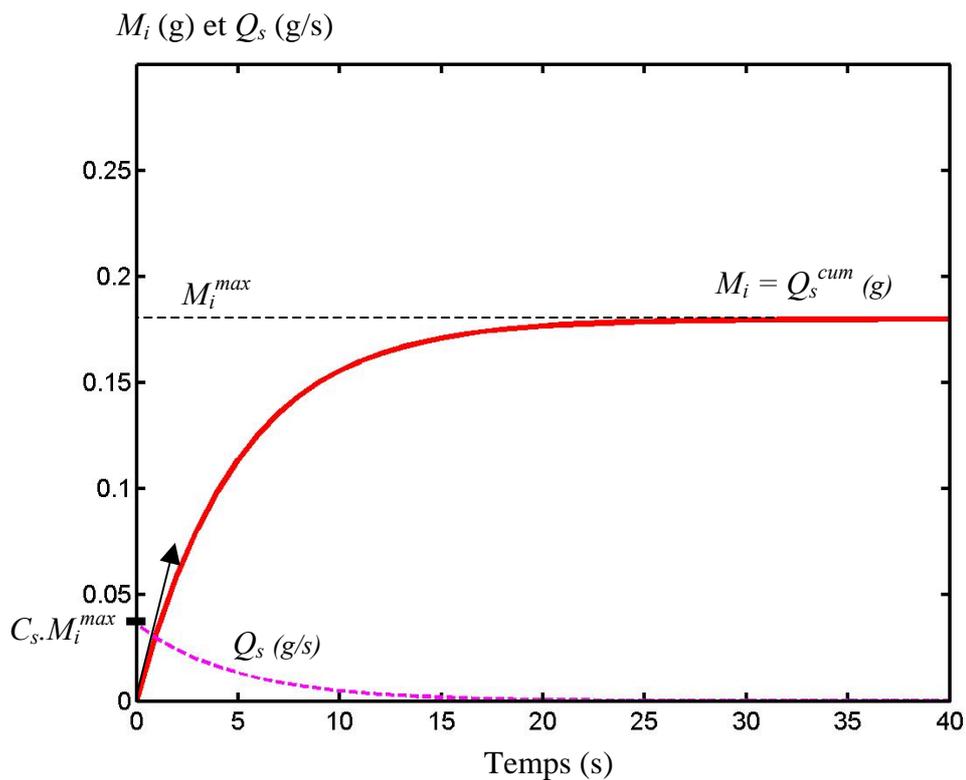


Figure 91 : Evolution dans le temps du débit source et de la quantité de troisième corps dans le contact, selon le modèle analytique (contact fermé).

### 1.4.2 Contact ouvert

Considérons maintenant que nous sommes en présence d'un système où la production et l'éjection des particules sont en compétition (le contact n'est plus confiné et les particules peuvent sortir du contact avant d'atteindre l'arrêt du débit source :  $M_i^{seuil} < M_i^{max}$ ).

Le système général se décompose en deux parties. Jusqu'à une quantité de troisième corps  $M_i^{seuil}$ , le débit d'usure est nul. Ensuite, il y a compétition entre le débit source et le débit d'usure.

Sur  $M_i \in [0, M_i^{seuil}]$ ,  $t \in [0, t_1]$ , le système se réduit à :

$$\begin{cases} Q_s(t) = C_s (M_i^{max} - M_i(t)) \\ \frac{dM_i(t)}{dt} = Q_s(t) \end{cases}$$

Ce qui aboutit à la même solution que précédemment. Cependant l'état stable  $M_i^{max}$ , n'est pas atteint.

$M_i = M_i^{seuil}$  au bout d'un temps  $t_1$  :

$$t_1 = -\frac{1}{C_s} \cdot \ln \left( 1 - \frac{M_i^{seuil}}{M_i^{max}} \right)$$

Sur  $M_i \in [M_i^{seuil}, M_i^{stab}]$ ,  $t \in [t_1, \infty[$ , le système d'équation s'écrit :

$$\begin{cases} Q_s(t) = C_s (M_i^{max} - M_i(t)) \\ Q_u(t) = C_u (M_i(t) - M_i^{seuil}) \\ \frac{dM_i(t)}{dt} = Q_s(t) - Q_u(t) \end{cases}$$

avec la condition  $M_i(t_1) = M_i^{seuil}$ .

$M_i$  est donc la solution d'une nouvelle équation différentielle :

$$\frac{dM_i(t)}{dt} = C_s M_i^{max} + C_u M_i^{seuil} - (C_s + C_u) M_i(t)$$

En résolvant, on trouve :

$$M_i(t) = M_i^{stab} + (M_i^{seuil} - M_i^{stab}) e^{-(C_s + C_u)(t - t_1)}$$

Avec  $M_i^{stab}$  défini plus haut (chapitre 1.3). On remarque que  $M_i$  est une fonction toujours strictement croissante (puisque  $M_i^{seuil} < M_i^{stab}$ ), qui possède cette fois une asymptote en  $M_i^{stab}$ .

La compétition du débit source et du débit d'usure mène donc à l'établissement d'une couche stable de troisième corps  $M_i^{stab}$  (décrite au chapitre 1.3).

Puisque  $M_i^{stab} < M_i^{max}$ , cette couche est toujours moins épaisse que dans le cas du contact fermé où seul le débit source est activé.

Les débits s'écrivent :

$$Q_s(t) = \frac{C_s \cdot C_u}{C_s + C_u} (M_i^{max} - M_i^{seuil}) + C_s (M_i^{stab} - M_i^{seuil}) e^{-(C_s + C_u)(t - t_1)}$$

$$Q_u(t) = \frac{C_s \cdot C_u}{C_s + C_u} (M_i^{max} - M_i^{seuil}) - C_u (M_i^{stab} - M_i^{seuil}) e^{-(C_s + C_u)(t - t_1)}$$

On notera au passage la quantité remarquable  $Q_\infty$  :

$$Q_\infty = \frac{C_s \cdot C_u}{C_s + C_u} (M_i^{max} - M_i^{seuil}) = Q_s(\infty) = Q_u(\infty)$$

Puis, avec :

$$Q_s^{cum}(t_1) = M_i^{seuil}$$

$$Q_u^{cum}(t_1) = 0$$

les débits cumulés s'écrivent :

$$Q_s^{cum}(t) = \int_0^t Q_s(\lambda) d\lambda = M_i^{seuil} + Q_\infty \cdot (t - t_1) + C_s \frac{(M_i^{stab} - M_i^{seuil})}{C_s + C_u} (1 - e^{-(C_s + C_u)(t - t_1)})$$

$$Q_u^{cum}(t) = \int_0^t Q_u(\lambda) d\lambda = Q_\infty \cdot (t - t_1) - C_u \frac{(M_i^{stab} - M_i^{seuil})}{C_s + C_u} (1 - e^{-(C_s + C_u)(t - t_1)})$$

Il est possible de tracer (Figure 92) l'allure des courbes de  $M_i$ ,  $Q_s$ ,  $Q_u$ ,  $Q_s^{cum}$  et  $Q_u^{cum}$  en fonction du temps avec, pour exemple, un système dont les caractéristiques sont les suivantes :  $C_s = 0,2 \text{ s}^{-1}$ ,  $C_u = 0,5 \text{ s}^{-1}$ ,  $M_i^{max} = 0,18 \text{ g}$  et  $M_i^{seuil} = 0,15 \text{ g}$ .

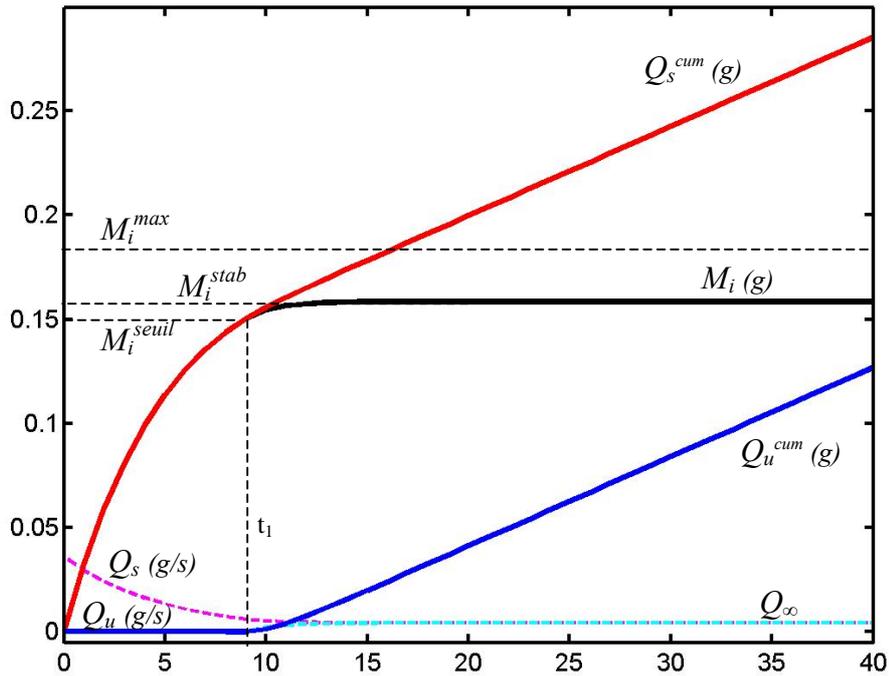


Figure 92 : Evolution dans le temps du débit d'usure, du débit source et de la quantité de troisième corps dans le contact, selon le modèle analytique (contact ouvert).

Toute cette analyse a été faite à partir d'une quantité  $M_i$  de troisième corps à l'interface. On pourrait tout aussi bien (comme décrit dans [99]) raisonner en terme d'épaisseur  $H$  de la couche de troisième corps puisqu'on a (dans le cas où  $M_i^{seuil}$  est nul) :

$$H = \frac{M_i}{\rho \cdot S}$$

avec  $\rho$  la densité moyenne de l'interface, et  $S$  la surface globale du contact.

## 2. Analyse et discussion

Ce modèle analytique simple décrit une évolution des débits que nous détaillerons et souligne un certain nombre de particularités du processus d'usure.

Nous montrerons ensuite comment des lois classiques d'usure, comme celle d'Archard, constitue un cas limite de notre modèle, puisqu'elles ne prennent pas en compte l'écoulement du troisième corps dans le contact. Nous ferons ressortir, sous ces hypothèses, le rôle précis que joue les deux principaux paramètres de la loi d'Archard : la pression et de la vitesse de glissement.

Enfin, avec l'aide des investigations numériques, la démarche proposée ici nous montrera une nouvelle façon d'appréhender les contacts dont les particules de troisième corps sont adhésives.

### 2.1 Evolution générale des débits

On s'intéresse maintenant à la description qualitative des débits de troisième corps prédits par le modèle.

Lorsqu'il n'y a pas de débit d'usure (dans le cas où  $M_i^{seuil} > M_i^{max}$ ), on retrouve tout à fait les tendances qualitatives d'évolution en temps du débit source, décrites à la fois expérimentalement et numériquement dans la partie C, chapitre 1 (Figure 91). L'évolution dans le temps est donnée en résolvant l'équation de la conservation des masses (représentant l'équilibre des débits comme dans le Circuit Tribologique) et l'équation de variation de  $Q_s$  par rapport à  $M_i$ .

Une telle évolution exponentielle de la quantité de matière « retirée des matériaux » a déjà été proposé par Barwell [18] sous la forme d'une loi empirique pour décrire le phénomène de rodage.

Pour un contact ouvert, dans lequel il est possible d'éjecter des particules, on trouve également, de façon remarquable, des évolutions qualitatives identiques entre :

- les simulations numériques (Figure 74),
- les expériences réelles (Figure 75),
- le modèle analytique simple (Figure 92).

Il est à noter que ce modèle analytique est bâti sur le découplage des deux phénomènes de détachement et d'éjection des particules, c'est-à-dire sur les deux relations, prises séparément, reliant respectivement  $Q_s$  et  $Q_u$  par rapport à  $M_i$ , et reliées simplement par l'équation de conservation des masses.

On pourra remarquer que le modèle « contact ouvert » donnera les mêmes résultats que ceux décrits pour un contact fermé en choisissant simplement  $C_u = 0$  (pas d'éjection). Dans ce cas (particulier),  $M_i^{stab} = M_i^{max}$  et  $Q_\infty = 0$ .

Comme décrit plus haut, la quantité de troisième corps à l'interface évolue de façon exponentielle jusqu'à atteindre un état d'équilibre  $M_i^{stab}$  où le détachement de particules et leur éjection sont équivalents ( $Q_s = Q_u = Q_\infty$ ). On remarquera que cette quantité de troisième corps à l'équilibre  $M_i^{stab}$  est toujours comprise entre deux valeurs  $M_i^{seuil}$  et  $M_i^{max}$  qui représentent respectivement les seuils d'activation du débit d'usure et d'arrêt du débit source.

Dans une première phase (jusqu'à l'obtention de  $M_i^{seuil}$ ), il n'y a pas d'éjection mais seulement production de troisième corps. A partir de  $M_i^{seuil}$ , les débits source et d'usure cumulés sont similaires et diffèrent simplement par la quantité  $M_i^{seuil}$ . On remarquera dans l'évolution de ces débits cumulés deux parties distinctes : un terme linéaire en temps (qui correspond à la partie constante  $Q_\infty$  des débits  $Q_s$  et  $Q_u$ ), et une exponentielle, transitoire, qui tend à rapprocher les quantités initiales des quantités d'équilibre.

Une évolution linéaire en temps de « la quantité de matière retirée aux matériaux », fut également proposée par Barwell [18] pour évoquer le cas où « bien que de la matière soit retirée des surfaces, [le système] reste autant susceptible de s'user que précédemment ».

## 2.2 Influence du détachement de particules et de leur éjection sur le phénomène d'usure

Puisque le détachement de particules ( $Q_s$ ) et leur éjection ( $Q_u$ ) sont tous deux liés à la quantité ( $M_i$ ) de troisième corps dans le contact, l'évolution dans le temps de l'un est fortement influencée par l'autre. On remarque une influence respective semblable de ces deux débits sur le phénomène générale d'usure, et ce à plusieurs niveaux.

- La quantité de troisième corps  $M_i^{stab}$  pour laquelle les deux mécanismes arrivent à un point d'équilibre est une fonction des deux contributions à la fois, et ce de façon notablement symétrique.
- Le débit  $Q_\infty$ , constant en temps, et identique aux deux débits  $Q_s$  et  $Q_u$  (pour un temps suffisamment long) est lui aussi une fonction des deux phénomènes qui s'y expriment (à travers leur paramètres  $C_s, C_u, M_i^{max}, M_i^{seuil}$ ) de façon équivalente, avec le même poids.
- Avec  $R_s$  et  $R_u$  deux paramètres exprimant la « résistance » aux détachements à la dégradation et à l'éjection :

$$R_s = \frac{I}{C_s} \text{ et } R_u = \frac{I}{C_u},$$

$$Q_\infty = \frac{(M_i^{max} - M_i^{seuil})}{R_s + R_u}$$

- La constante de temps  $\tau$ , décrivant la rapidité avec laquelle les débits s'accroissent l'un à l'autre pour atteindre l'équilibre ne fait pas exception à la règle :

$$\tau = \frac{l}{C_s + C_u}$$

On remarquera donc que lorsque le débit d'usure devient nul (contact fermé), le temps mis pour atteindre l'équilibre est plus grand. On vérifie ainsi les remarques du paragraphe 2.3.1 de la partie C.

En revanche le temps  $t_l$  à partir duquel le débit d'usure est actif n'est pas fonction de  $C_u$  mais seulement de  $M_i^{seuil}$  et des caractéristiques du débit source.

Lorsque l'éjection des particules est prédominante devant leur production ( $C_u \gg C_s$  et  $R_u \ll R_s$ ), la quantité  $M_i$  de troisième corps devient égale à  $M_i^{seuil}$ . Il y a alors tout juste assez de particules dans le contact pour activer leur éjection. Et le débit d'usure  $Q_u$  est linéairement dépendant du coefficient de dégradation  $C_s$  :

$$Q_u(t \rightarrow \infty) = Q_s(t \rightarrow \infty) = C_s (M_i^{max} - M_i^{seuil})$$

Si les particules de troisième corps produites sortent instantanément du contact ( $M_i^{seuil} = 0$ ), alors l'usure ne dépend que des caractéristiques du débit source, c'est-à-dire de la dégradation du matériau.

Ce cas particulier correspond à l'hypothèse d'Archard, dans laquelle on ne prend pas en compte la formation d'un lit de troisième corps dans le contact ( $M_i^{seuil} = 0$  et  $C_u \rightarrow \infty$ ).

Les lois d'usure d'Archard représentent donc un cas limite du problème d'usure avec détachement et éjection de particules (voir le paragraphe 2.3).

Lorsque la production des particules est prédominante devant leur éjection ( $C_s \gg C_u$  et  $R_s \ll R_u$ ), la quantité  $M_i$  de troisième corps atteint  $M_i^{max}$  et le débit source  $Q_s$  est directement dépendant du coefficient d'éjection  $C_u$  :

$$Q_s(t \rightarrow \infty) = Q_u(t \rightarrow \infty) = C_u (M_i^{max} - M_i^{seuil})$$

Ceci représente particulièrement le cas des contacts confinés où le troisième corps sort difficilement du contact. Ce cas, par exemple, n'est pas du tout représenté dans les lois d'Archard [14]. De même, les « taux d'usure », définis par Ashby & al. [19] ou Hsu & al. [97] pour la construction des cartes d'usure (voir la partie A), perdent leur signification pour un contact où les surfaces ne se dégradent plus alors qu'une quantité constante de particules est piégée à l'interface.

#### Bilan :

D'une façon générale, on montre ici qu'un problème d'usure doit prendre en compte à la fois le détachement des particules, leur circulation dans le contact et leur éjection, comme il est proposé dans ce modèle analytique simple. Si les mécanismes de détachement des particules (dus à la dégradation des matériaux) paraissent avoir beaucoup été étudiés dans la littérature, en revanche trop peu d'études ont porté sur leur éjection ainsi que sur leur rôle à l'interface du contact.

## 2.3 Comparaison avec les lois de type Archard. Influence des paramètres pression et vitesse de glissement.

Dans un premier paragraphe, nous verrons que les hypothèses de la loi d'Archard conduisent à considérer un cas particulier de notre modèle analytique, qui se montre plus général dans la mesure où il inclut la notion de troisième corps.

Dans un deuxième temps, il sera montré dans quelle mesure les paramètres de notre modèle dépendent de ceux utilisés par Archard.

### **2.3.1 Positionnement de la loi d'Archard par rapport à notre modèle analytique**

Nous avons vu que les hypothèses de la loi d'Archard conduisent à considérer un contact qui ne contient pas de particules à l'interface, alors que celles-ci se détachent des matériaux de façon continue. On retrouve ce cas très spécifique dans notre modèle, lorsque l'éjection des particules est prédominante devant leur production. Le débit d'usure est alors uniquement fonction des paramètres du débit source (voir plus haut) :

$$Q_u(t \rightarrow \infty) = Q_s(t \rightarrow \infty) = C_s \cdot M_i^{max}$$

Cette quantité représente l'ordonnée à l'origine du graphe des débits en fonction de la quantité de troisième corps ( $M_i = 0$ ) : ce sont les « détachements initiaux », lorsque le contact est encore vide de particules.

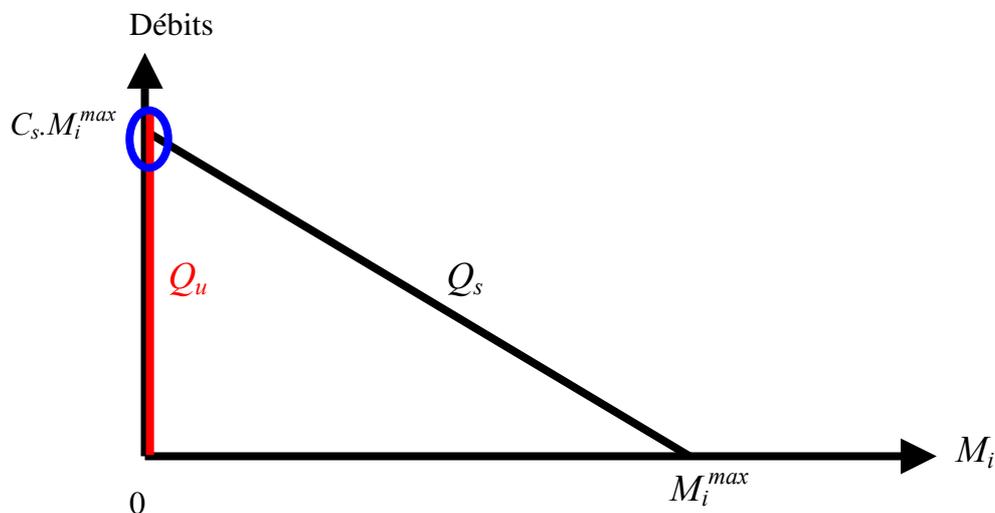


Figure 93 : Domaine de validité de la loi d'Archard par rapport à notre modèle analytique.

Le cas du contact d'Archard se réduit à l'axe des ordonnées dans le plan Débit / Quantité de troisième corps. C'est un cas limite de notre modèle.

### 2.3.2 Relation entre nos paramètres et ceux d'Archard

Rappel de la partie A : Archard exprime la quantité de matériau perdu, par unité de temps (soit la vitesse d'usure  $dh/dt$ ), comme étant proportionnel au produit de la pression  $P$  de contact par la vitesse de glissement  $V$ .

$$\frac{dh}{dt} = c.P.V \quad \text{où } c \text{ est un coefficient de calage.}$$

Dans notre modèle, cette même grandeur est représentée par le débit source (interne) de troisième corps.

$$Q_s \propto \frac{dh}{dt}$$

En se plaçant dans des conditions de contact identiques, on peut donc écrire :

$$Q_s = C_s.M_i^{max} \propto P.V$$

Les paramètres mis en jeu par Archard sont la pression et la vitesse de glissement. Des quatre paramètres de notre modèle analytique ( $C_s, M_i^{max}, C_u, M_i^{seuil}$ ) seuls  $C_s$  et  $M_i^{max}$  interviennent dans le cadre d'un contact où le troisième corps est éjecté instantanément. Il convient maintenant d'identifier la dépendance de chacun de ces deux paramètres en fonction de la pression et de la vitesse de glissement.

#### Influence de la pression

$M_i^{max}$  et  $C_s$  sont les paramètres gouvernant le détachement de particule. L'étude du débit source seul (c'est-à-dire du détachement de particules dans un contact fermé), a été menée numériquement dans le chapitre 1 de la partie C. En utilisant une partie de ces simulations, on représente dans la Figure 94 les droites du débit source  $Q_s$  en fonction de la quantité  $M_i$  de troisième corps.

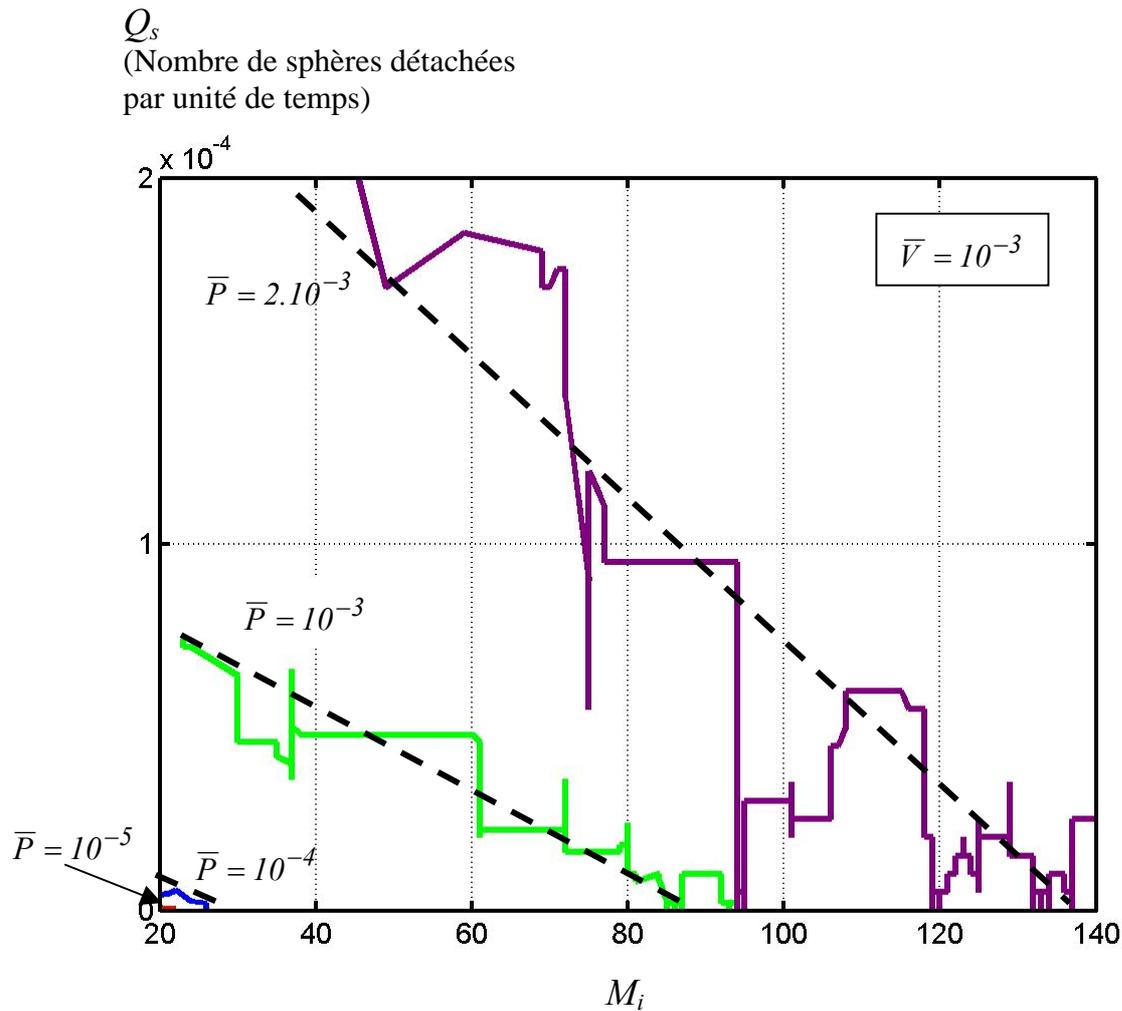


Figure 94 : Evolution du débit source en fonction de la quantité de troisième corps. Effet de la pression (simulations numériques dont les caractéristiques sont celles de l'annexe 3.1.).

Comme décrit dans le chapitre 1 de la partie C, la pression  $P$  joue un rôle prépondérant sur la quantité stable  $M_i^{max}$  de troisième corps dans un contact fermé.

En revanche, les droites sont quasiment parallèles, indiquant que le coefficient de dégradation  $C_s$  ne varie pas en fonction de  $P$ .

Pour confirmer ces résultats, on réalise des essais expérimentaux sur un contact fermé comme décrit dans la partie B2, faisant varier uniquement la pression.

Les résultats présentés sur la Figure 95 sont obtenus en mesurant ponctuellement la pente de l'évolution de la quantité de troisième corps pour accéder au débit source  $Q_s$ . Connaissant la dépendance linéaire de  $Q_s$  en  $M_i$ , l'interpolation précédemment utilisé (Figure 54, pour obtenir la droite Figure 56) n'est plus reprise ici. En revanche, peu de points sont accessibles.

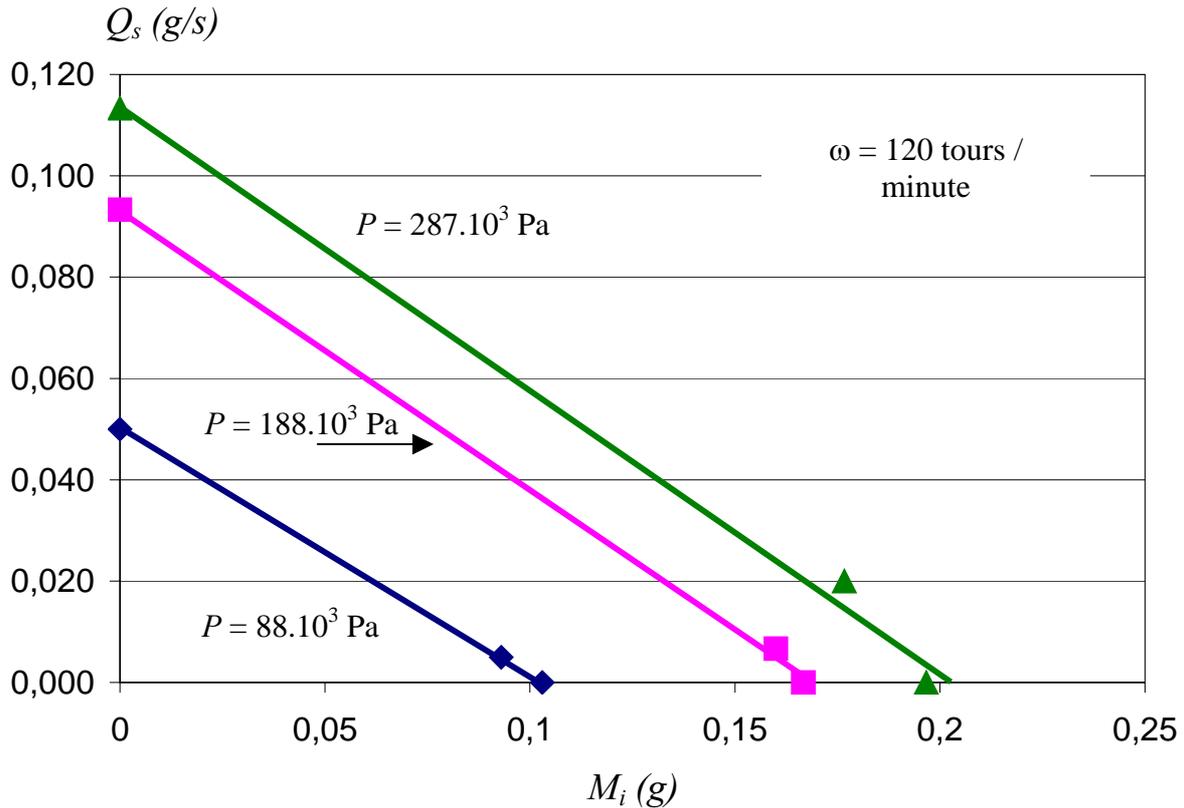


Figure 95 : Evolution du débit source en fonction de la quantité de troisième corps. Effet de la pression de contact (essais expérimentaux).

En fonction de  $P$ , on retrouve des valeurs de  $M_i^{max}$  très différentes. En revanche, la pression a très peu d'influence sur la « pente »  $-C_s$  du débit source.

On retrouve ainsi des résultats qualitatifs similaires entre simulations et essais expérimentaux, qui peuvent se résumer ainsi :

$$M_i^{max} \propto P^{\lambda_1} \quad (\lambda_1 \geq 1) \quad \text{et} \quad C_s \not\propto P$$

où l'on désigne par «  $\propto$  » une relation de proportionnalité.

#### Influence de la vitesse de glissement

De même, on utilise certains des résultats numériques de la partie C pour réaliser les courbes de la Figure 96 montrant l'activation de  $Q_s$  en fonction de  $M_i$  pour des vitesses de glissement différentes et une pression donnée.

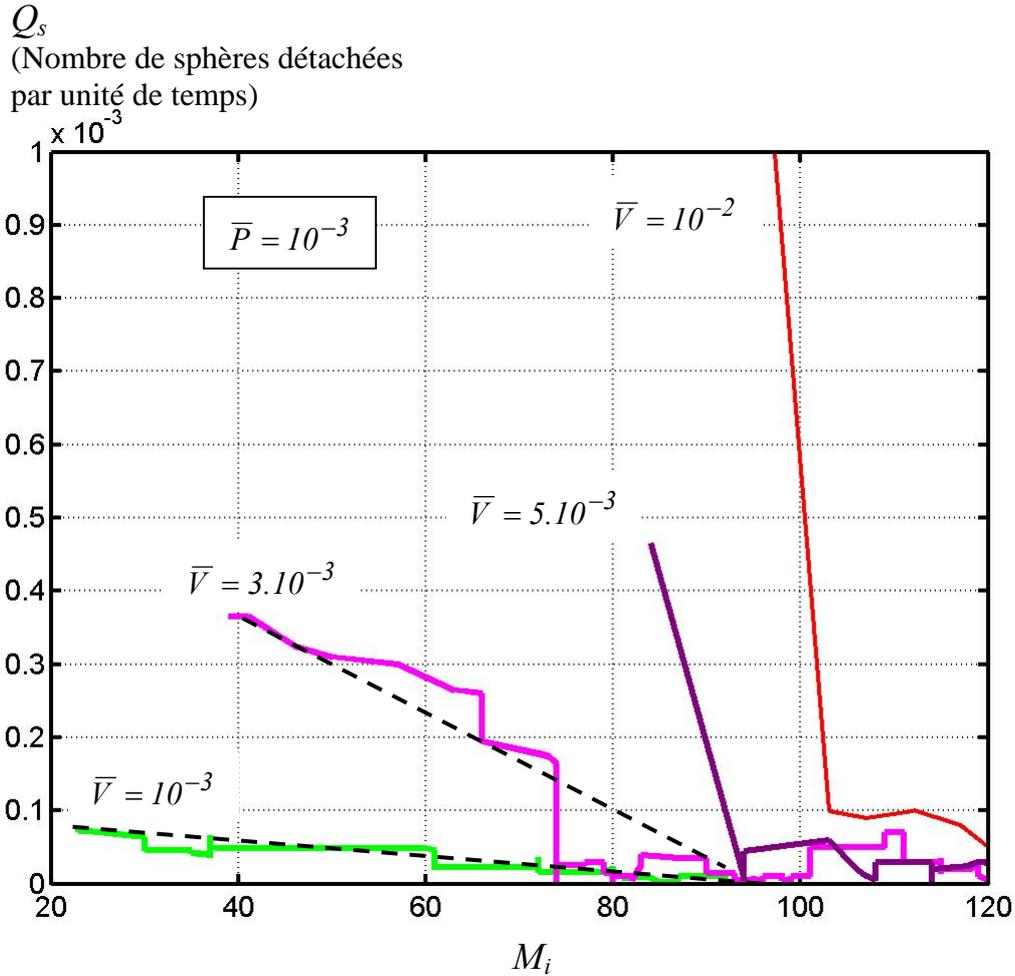


Figure 96 : Evolution du débit source en fonction de la quantité de troisième corps. Effet de la vitesse de glissement. Simulations numériques dont les caractéristiques communes sont celles de l'annexe 3.1.

Selon  $V$  (Figure 96 et Figure 97), les valeurs de  $M_i^{max}$  obtenues sont relativement similaires (comme expliqué d'ailleurs dans la partie C, chapitre 1). Mais cette fois-ci, la pente  $-C_s$  est bien différente.

On effectue à nouveau des essais expérimentaux, cette fois avec des vitesses de glissement (donc des vitesses  $\omega$  de rotation de l'éprouvette supérieure) différentes, qui confirment qualitativement les résultats des simulations.

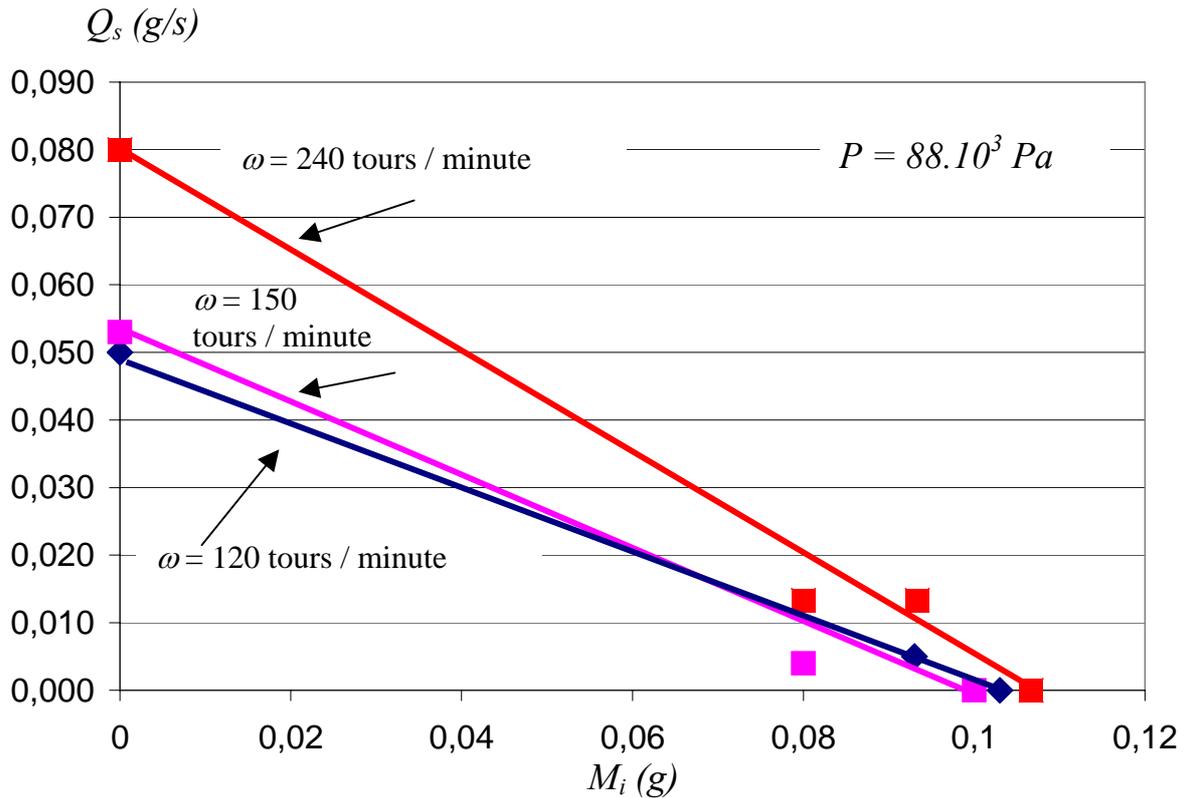


Figure 97 : Evolution du débit source en fonction de la quantité de troisième corps. Effet de la vitesse de glissement (essais expérimentaux).

A nouveau, pour des valeurs de  $M_i^{max}$  similaires, les pentes  $-C_s$  des droites sont différentes. On résumera ces résultats ainsi :

$$M_i^{max} \propto V \quad \text{et} \quad C_s \propto V^{\lambda_2} \quad (\lambda_2 \geq 1)$$

### 2.3.3 Bilan

En incluant ces résultats numériques et expérimentaux dans notre modèle analytique, le débit source d'un contact où les particules sont éjectées instantanément s'écrit :

$$Q_s = C_s \cdot M_i^{max} \propto P^{\lambda_1} \cdot V^{\lambda_2}$$

Dans le cas où  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ , on identifie directement la troisième loi d'usure d'Archard qui précise que la quantité de matière détachées par unité de temps est proportionnelle au produit de la pression par la vitesse de glissement.

Par ailleurs, un nombre conséquent d'auteur (on lira [15]) ont repris cette loi en modifiant les exposants  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  pour les adapter à leurs propres problèmes d'usure.

L'avantage de notre démarche est qu'elle explique le rôle précis de chacun de ces deux paramètres :

- la pression caractérise la quantité de troisième corps à produire pour qu'il n'y ait plus de détachement,
- la vitesse de glissement caractérise la production même de particules en fonction de la quantité de troisième corps.

L'étude générale sur l'usure, présentée ici, reste avant tout qualitative. Cependant des liens peuvent être faits avec des lois d'usure énoncées dans la littérature, qui permettront, sous un œil nouveau, d'appréhender des problèmes réels.

## 2.4 Le double rôle de l'adhésion inter-particules sur l'usure

A titre d'exemple, on montre ici comment ce modèle analytique simple, avec une investigation essentiellement numérique, permet d'appréhender le rôle sur l'usure de paramètres difficilement mesurable dans la réalité comme l'adhésion entre particules de troisième corps.

Comme montré dans le paragraphe 2.3.2 de la partie C, cette adhésion du troisième corps semble jouer un double rôle sur le phénomène d'usure. Elle favorise d'une part le détachement de particules jusqu'à l'obtention d'une quantité  $M_i^{stab}$  d'équilibre plus grande, mais elle tend à freiner l'éjection des particules (donc à diminuer le débit d'usure).

Ce rôle particulier de l'adhésion peut être illustré plus clairement en découplant le débit source et le débit d'éjection qui participent au phénomène d'usure.

### **2.4.1 Découplage des débits de troisième corps**

On propose de mener deux types de simulations numériques (comme précédemment) : l'une pour étudier le comportement du détachement de particules (pas d'éjection), et l'autre pour étudier celui de l'éjection des particules (pas de débit source), et ceci pour des forces d'adhésion  $\bar{\gamma}_{TC}$  entre particules de troisième corps différentes. Les autres caractéristiques figurent en annexe 3.3.

Pour l'étude du débit source de troisième corps, les résultats des simulations numériques sont représentés sur la Figure 98, avec les différentes adhésions étudiées précédemment (partie C, paragraphe 2.3.2).

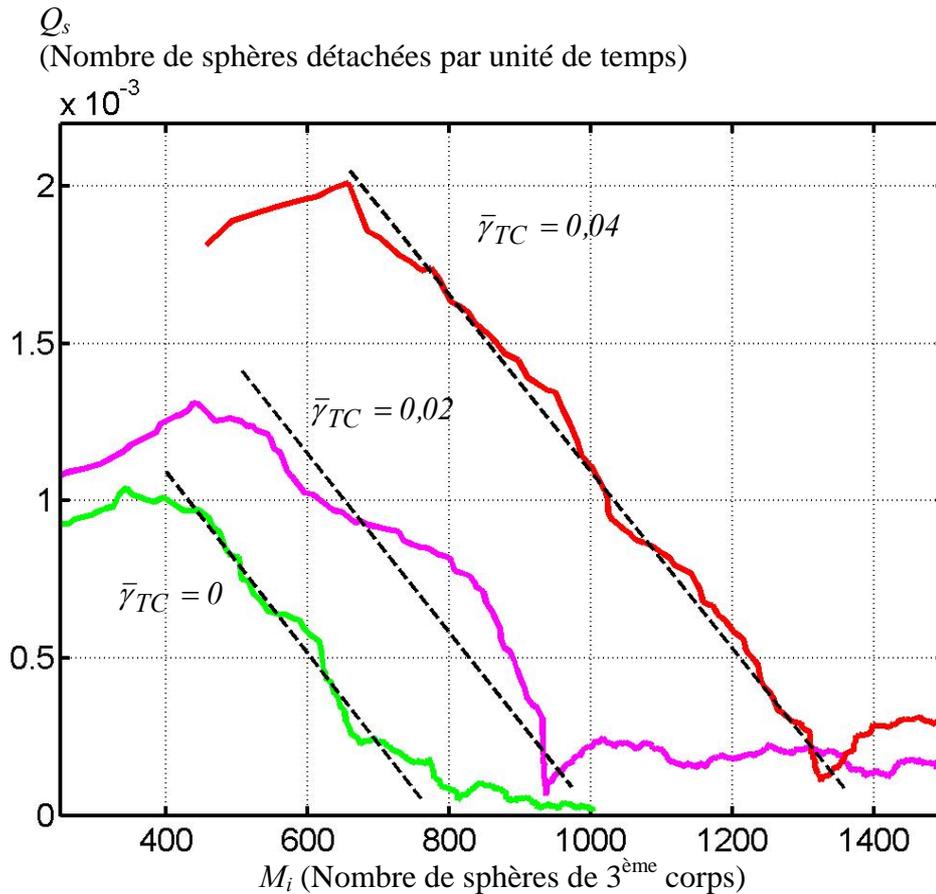


Figure 98 : Débit source en fonction de la quantité de troisième corps dans le contact, pour des adhésions différentes entre particules.

La dépendance du débit source envers l'adhésion des particules est très prononcée. La pente  $-C_s$  des droites qui caractérisent la dégradation reste la même quelque soit l'adhésion entre particules alors que ces droites sont « décalées », ce qui signifie que les quantités  $M_i^{max}$  de troisième corps à l'équilibre sont différentes.

On pourrait écrire :

$$C_s \neq f(\bar{\gamma}_{TC}) \quad \text{et} \quad M_i^{max} = f(\bar{\gamma}_{TC}).$$

Ce qui signifie que  $M_i^{max}$  « est une fonction de »  $\bar{\gamma}_{TC}$ , contrairement à  $C_s$ .

L'activation du débit d'usure en fonction de l'adhésion du troisième corps est représenté sur la Figure 99.

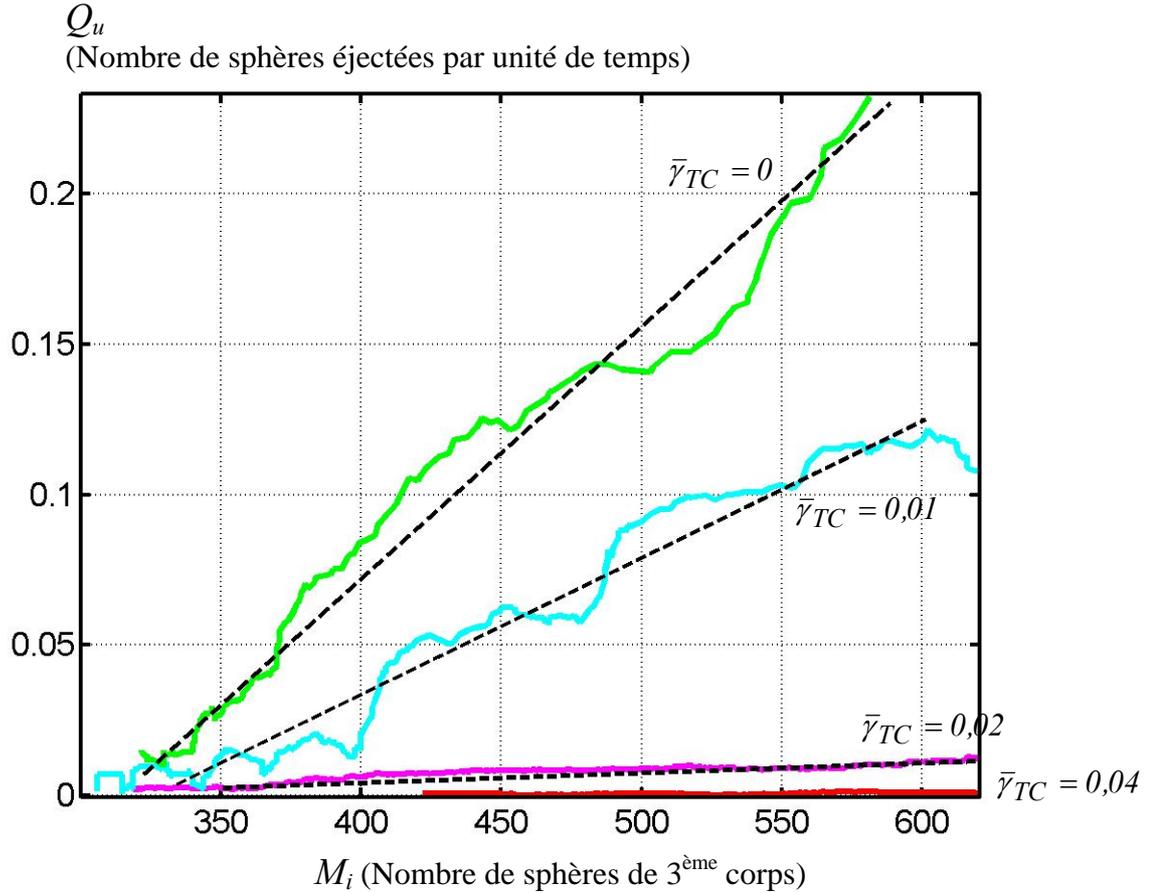


Figure 99 : Débit d'usure en fonction de la quantité de troisième corps dans le contact, pour des adhésions différentes entre particules.

Alors que le seuil d'activation  $M_i^{seuil}$  du débit d'usure reste identique, la pente  $C_u$  de ces droites est nettement différente selon l'adhésion du troisième corps.

On écrirait alors :

$$C_u = f\left(\frac{1}{\bar{\gamma}_{TC}}\right) \text{ et } M_i^{seuil} \neq f(\bar{\gamma}_{TC}).$$

Nous rappellerons l'existence de conditions initiales très particulières avec ce type de simulation du débit d'usure, qui provoquent des éjections de particules bien plus grandes que celles observées dans le système complet. Nous retiendrons donc seulement l'évolution qualitative du débit d'usure, en fonction de l'adhésion entre particules du troisième corps.

#### 2.4.2 Prédiction qualitative de l'usure avec des particules adhésives

Grâce à ces deux études séparées portant sur le débit source et sur le débit d'usure de troisième corps, on peut maintenant tenter d'expliquer les résultats obtenus sur un contact où

ces deux composantes du phénomène d'usure sont en compétition (partie C, paragraphe 2.3.2).

On trace sur un même graphe (Figure 100) les allures qualitatives du débit source et du débit d'usure en fonction de la quantité de troisième corps présente dans le contact. Plusieurs couples de courbes sont tracées, pour des adhésions différentes entre particules de troisième corps (notées de + à +++).

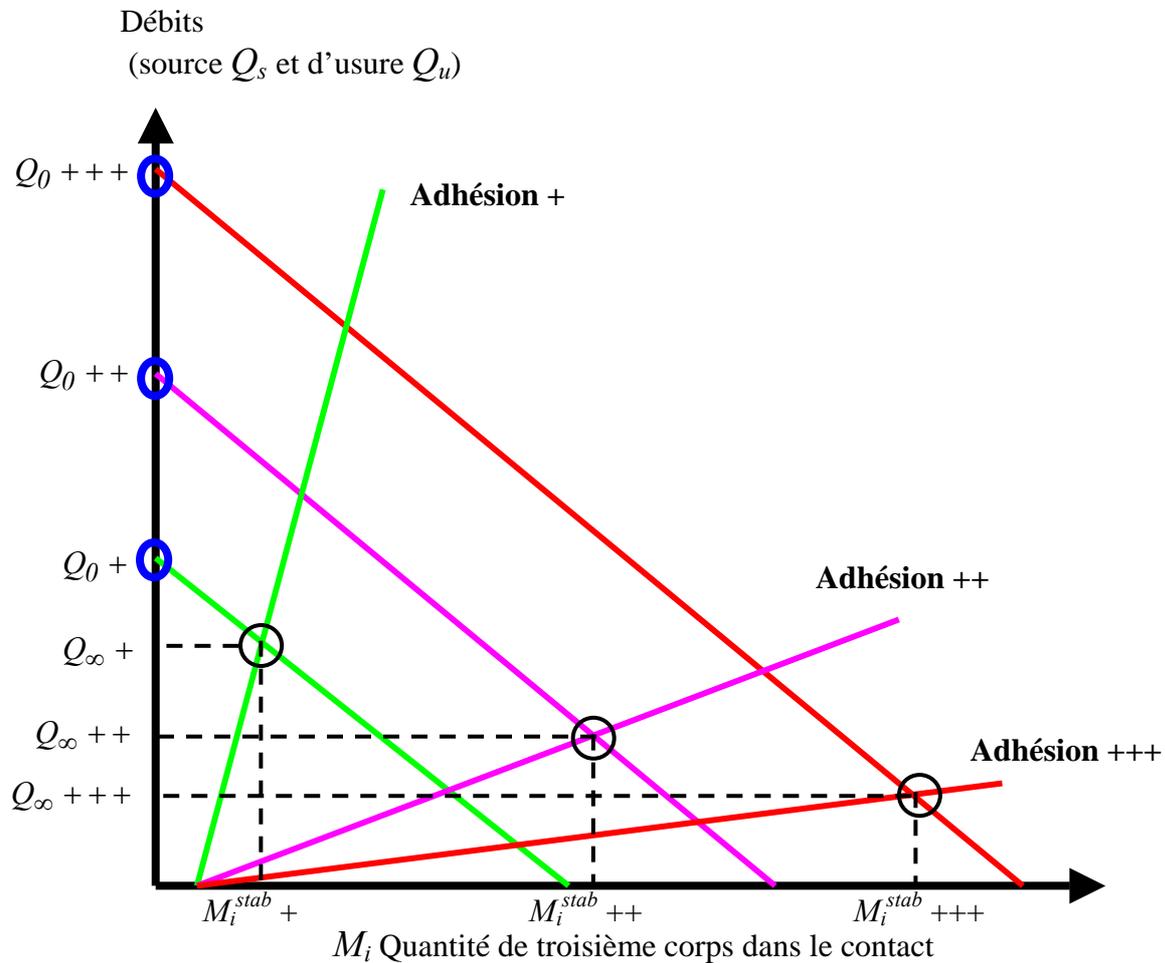


Figure 100 : Evolution qualitative des débits source et d'usure en fonction de la quantité de troisième corps, pour des adhésions entre particules de troisième corps différentes.

Le couplage des activations des débits source et d'usure montre que l'on s'attendra à une couche stabilisée de troisième corps  $M_i^{stab+}$  peu épaisse pour des particules peu adhésives, mais provoquant une usure (c'est-à-dire un cycle de détachement de particules puis d'éjection) grande ( $Q_{\infty+}$ ). A l'inverse, des particules très adhésives pourront donner naissance à une couche de troisième corps ( $M_i^{stab+++}$ ) très épaisse mais pour laquelle l'usure (par l'intermédiaire des débits) est réduite ( $Q_{\infty+++}$ ). L'usure est donc représentée dans ce cas par un équilibre entre le débit source et le débit d'usure, correspondant à une quantité particulière de troisième corps dans le contact.

Ces interprétations sont donc valables à partir du moment où l'on atteint une couche stabilisée de troisième corps pour laquelle on a équilibre des débits. Celles-ci seront cependant adaptées si l'on prend cette fois en compte le cas d'un contact régulièrement « nettoyé » de son contenu, dans lequel la couche de troisième corps est à reformer sans cesse. Dans ce cas, le débit d'éjection est infiniment grand et les points caractéristiques  $Q_0$  correspondants à ce cas, sur la Figure 100, se situent sur l'axe des ordonnées (l'axe des débits), c'est-à-dire pour une couche nulle de troisième corps. Des particules peu adhésives provoqueront dans ce cas une usure moindre ( $Q_{0+}$ ).

Cela s'explique à l'aide du chapitre précédent où l'on montre que pour un contact qui reste constamment vidé de son contenu (hypothèse de la loi d'Archard), les seules caractéristiques du débit source contrôlent l'usure. Or l'adhésion  $\bar{\nu}_{TC}$  entre particules augmente le seuil  $M_i^{max}$  des détachements de particules ( $Q_s$ ).

Revenons maintenant sur la définition classique de « l'usure adhésive » (évoquée dans la partie A et dans [11]). On explique dans la littérature que lorsque des jonctions adhésives particulièrement résistantes existent entre deux premiers corps en contact, il y a formation d'une fissure dans le matériau le moins résistant. Après propagation de la fissure il y a détachement d'une particule. On observe une croissance de la particule par d'autres détachements et on forme un agrégat, qui supporte la charge. Cet agrégat est écrasé et cisailé, et l'on parle alors de « film de transfert », qui peut se retrouver collé sur la surface antagoniste de celle d'où proviennent les particules détachées.

On s'aperçoit que la notion de troisième corps développée par Godet inclue déjà la notion de film interfacial (adhésif ou non d'ailleurs).

Dans le concept d'« usure adhésive », le « taux d'usure » (qui représente la matière enlevée d'une surface) est égal au « taux de formation du transfert ». Il y a croissance d'un film de transfert, effectivement, mais celui-ci ne croît pas à l'infini. Lorsque suffisamment de troisième corps est généré dans le contact, il participe à l'accommodation de la vitesse de glissement et supporte la charge. Les premiers corps sont donc moins sollicités et les détachements de particules diminuent. De plus, puisqu'il s'agit de particules particulièrement adhésives, celles-ci sont difficilement éjectées du contact. Le troisième corps adhésif reste présent à l'intérieur du contact et se renouvelle peu. Les détachements de particules n'existent presque plus.

« L'usure adhésive » n'a pas de sens si l'on considère un contact dans sa globalité. Comme évoqué par Godet [22], les mécanismes d'usure classiquement identifiés en partie A, telle « l'usure adhésive », ne représentent pas l'usure, mais simplement les mécanismes de détachement de particules (c'est-à-dire une partie seulement du problème).

Le caractère adhésif du troisième corps encourage la formation d'une couche épaisse de troisième corps, mais il protège également le contact en maintenant le troisième corps à l'intérieur de celui-ci. Une fois cette couche formée, peu de détachements de particules surviennent.

### 3. Synthèse

On étudie séparément les évolutions du débit source (détachement de particules) et du débit d'usure (éjection des particules hors du contact) en fonction de la quantité de troisième corps à l'interface.

Des simulations numériques, des essais expérimentaux, ainsi qu'une analyse énergétique simple décrivent tous une relation inversement proportionnelle entre le débit source  $Q_s$  et la quantité  $M_i$  de troisième corps qui circule dans le contact. Si le système dissipe d'abord de l'énergie par détachement de particules, le troisième corps ainsi formé pourrait être ensuite capable de dissiper lui-même l'énergie fournie au système.

D'autre part, des simulations numériques et une étude analytique montre une relation linéaire entre le débit d'usure  $Q_u$  (représentant l'éjection des particules) et la quantité de troisième corps  $M_i$  dans le contact.

En regroupant les deux comportements des débits source et d'usure par l'intermédiaire du Circuit Tribologique (qui représente l'équilibre des masses dans le système), on aboutit à un modèle analytique simple de l'usure, qui prend en compte le détachement des particules mais aussi leur présence dans le contact et leur éjection.

On observe alors une très bonne corrélation qualitative entre les prédictions de ce modèle analytique simple et les résultats issus des essais expérimentaux et des simulations numériques (Partie C, chapitre 2). Certains des comportements décrits par le modèle se retrouvent dans les lois empiriques de Barwell.

Lorsque la production des particules est prédominante devant leur éjection, ce sont les caractéristiques de l'éjection (faible) des particules qui contrôlent l'usure. Il s'agit quasiment d'un contact « fermé ».

Lorsque l'éjection des particules est en revanche prédominante devant leur production, ce sont les caractéristiques du détachement de particules qui contrôlent l'usure. On identifie ici les hypothèses de la loi d'usure d'Archard qui considère un contact nettoyé régulièrement de son contenu, sans troisième corps. Cette loi représente donc un cas limite du problème d'usure.

Dans le cadre particulier de cette loi, on peut étudier les relations entre certains paramètres de notre modèle analytique ( $C_s$  et  $M_i^{max}$ ) et ceux utilisés par Archard (pression et vitesse de glissement). On démontre ainsi (numériquement et expérimentalement) que le rôle joué par la pression est essentiellement d'augmenter  $M_i^{max}$  (représentant une couche stable de troisième corps). Celui de la vitesse de glissement est notamment d'augmenter le coefficient de dégradation  $C_s$ , caractérisant la vitesse d'obtention de cette couche.

De même on explique le double rôle de l'adhésion entre particules en dissociant le débit source et le débit d'usure. On montre numériquement que cette adhésion tend à former une couche  $M_i^{max}$  plus épaisse de troisième corps (donc encourage initialement les détachements

de particules), mais qu'elle provoque aussi une chute du coefficient d'usure  $C_u$ , qui caractérise l'éjection des particules en fonction de la quantité de troisième corps.

Avec des particules adhésives, on peut donc former une couche épaisse dans le contact, qui s'éjecte très peu et provoque donc très peu d'usure. Les notions classiques « d'usure adhésive » sont donc mises en défaut, car elles ne s'attachent qu'au seul phénomène de détachement de particules.

# Conclusion

Le travail présenté ici avait pour but l'étude et la modélisation du phénomène d'usure, de façon mécanique, en prenant en compte les particules solides qui peuvent se détacher des corps en contacts.

**A** - Dans la partie A, on a montré que la littérature regorge de lois et de cartes d'usure. Mais celles-ci sont souvent valides uniquement dans la gamme d'essais qui a permis de les établir. Les paramètres utilisés (les matériaux, la géométrie ou l'environnement du contact) - Meng et Ludema [15] en recensent plusieurs centaines - sont fonction des moyens d'investigation et de la culture des chercheurs.

Pour réunir dans une même approche la théorie de la lubrification et les problèmes de frottement et d'usure des contacts secs, Godet [21] proposa d'étudier le contact à travers la notion d'interface entre les deux corps en contact, appelée troisième corps. A sa suite, Berthier [36] définit le Circuit Tribologique (Figure 4) pour expliquer que l'usure doit être comprise comme une perte de masse, non plus pour les matériaux frottants, mais pour le contact dans sa globalité (en tenant compte du troisième corps). On représente donc l'usure comme un débit d'éjection définitive des particules de troisième corps hors du contact, et on montre la compétition de celui-ci avec le débit source de troisième corps qui représente la dégradation des matériaux à travers le détachement de particules.

**B** - En complément des études expérimentales, on construit (Partie B) des simulations numériques qui seront capables de gérer de façon indépendante les paramètres mis en jeu, et de visualiser et instrumenter le contact à l'échelle même des particules de troisième corps.

On se propose donc d'établir un contact numérique modèle qui puisse représenter à la fois le détachement des particules, leur mouvement dans le contact et leur éjection. Il a été montré comment un modèle du type Eléments Discrets (DEM) s'avérait particulièrement efficace.

**C** - La partie C est consacrée à une analyse des résultats d'investigations aussi numériques qu'expérimentales, portant d'une part sur le détachement de particules, et d'autre part sur le phénomène d'usure dans sa globalité.

## Le détachement de particules

L'évolution du débit source de troisième corps présente des phases de détachement de particules. En particulier, dans le cadre d'un contact fermé où l'éjection des particules n'est pas permise, l'existence d'une quantité stable  $M_i^{max}$  de troisième corps est mise en évidence. En effet, une fois que les premiers corps ont produit cette quantité particulière de troisième corps, il n'y a plus de détachements de particules.

On montre parallèlement que les contraintes calculées dans la peau du matériau numérique diminuent à mesure que la couche de troisième corps est créée. Elles sont minimum lorsque la quantité stable  $M_i^{max}$  est atteinte.

Cette quantité remarquable de troisième corps à l'équilibre est influencée par des paramètres aussi bien :

- mécaniques (la pression de contact, la vitesse de glissement),
- que de nature physico-chimique (comme l'adhésion entre particules de troisième corps, qui dépend essentiellement de l'environnement du contact : humidité, atmosphère oxydante, etc.).

Nous retiendrons en particulier que la pression, ainsi que l'adhésion entre particules, favorisent l'obtention d'une couche épaisse de troisième corps à l'équilibre. L'influence de la vitesse de glissement est en revanche prépondérante sur la vitesse d'obtention de cette couche (partie D).

Une courte étude sur le frottement mesuré sur les surfaces (dans les simulations numériques) nous a montré que celui-ci évoluait d'une façon différente de la quantité de troisième corps  $M_i^{max}$  à l'équilibre. Nous avons en particulier identifié des régimes d'écoulement différents du lit de particules de troisième corps, pour lesquels le coefficient de frottement n'a pas les mêmes dépendances vis-à-vis des paramètres étudiés. Pour un écoulement dense, à forte pression et faible vitesse, le frottement ne dépend quasiment plus de l'amortissement entre particules ou de leur adhésion. Le frottement est globalement fort, en revanche, pour le régime « cinétique » à faible pression et forte vitesse, et il évolue cette fois en fonction de la rhéologie du troisième corps.

### L'usure

Lorsque l'éjection des particules est possible, les simulations numériques, tout comme les essais expérimentaux, montrent un comportement particulier des débits source et d'usure, ainsi que de la quantité de troisième corps dans le contact (les trois composantes essentielles du Circuit Tribologique).

Initialement le contact ne contient pas de troisième corps. Des détachements de particules se produisent alors (il n'y a pas d'éjection). A partir d'une quantité  $M_i^{seuil}$  de troisième corps, le débit d'usure (éjection des particules) est activé. Le débit source est alors contrôlé par le débit d'usure : la couche de troisième corps est à nouveau stable et pour chaque particule éjectée, une nouvelle particule est détachée des matériaux. Les fluctuations de cette quantité  $M_i$  de troisième corps autour d'une valeur stable  $M_i^{stab}$  montrent une relation inversement proportionnelle entre cette quantité  $M_i$  et les contraintes dans les matériaux.

On identifie ensuite deux paramètres de natures différentes pour contrôler l'usure :

- La géométrie du contact est un paramètre mécanique. Elle est potentiellement imposée par le mécanisme dans lequel s'inscrit le contact. Elle peut empêcher ou favoriser l'éjection des particules et par conséquent les futurs détachements de particules. Ceci est vérifié expérimentalement et numériquement.
- L'adhésion entre particules est de nature physico-chimique. Elle est la conséquence à la fois du choix des matériaux frottants, mais aussi de l'environnement du contact. Elle joue un double rôle qu'il est ardu, a priori, de saisir. A la fois la quantité de troisième corps est plus grande lorsqu'on augmente l'adhésion, mais les éjections de particules sont ralenties et on forme des « langues » ou « moustaches » de troisième corps à la sortie du contact,

très lentement. Cette étude a été menée numériquement exclusivement, au vu des difficultés expérimentales conséquentes pour contrôler un tel paramètre.

**D** – Afin de proposer un modèle d'usure simplifié mais complet, on étudie séparément l'évolution des débits source  $Q_s$  et d'usure  $Q_u$  en fonction de la quantité  $M_i$  de troisième corps piégée dans le contact (partie D). Les simulations (comme, en partie, les expériences réelles) ont montré une évolution linéaire de ces débits (de pentes opposées) qui peut s'écrire :

$$\begin{aligned} Q_s(M_i) &= C_s (M_i^{max} - M_i) \\ Q_u(M_i) &= C_u (M_i - M_i^{seuil}) \end{aligned}$$

Avec  $M_i^{max}$  et  $M_i^{seuil}$  les quantités seuils de troisième corps pour respectivement stopper les dégradations et activer les éjections, et  $C_s$  et  $C_u$  des coefficients de dégradation (détachement) et d'usure (éjection).

On tente en particulier d'expliquer l'équation du débit source comme étant un équilibre des puissances dissipées dans le système. La puissance dissipée dans le troisième corps serait proportionnelle à la quantité de ce dernier. Lorsqu'un lit de particules suffisamment dissipatif pour absorber l'énergie fournie est formé, les particules ne se détacheraient plus.

En couplant l'équation du détachement de particule ( $Q_s$ ) et celle de leur éjection ( $Q_u$ ) à l'équation de conservation de la masse (représentée par le Circuit Tribologique), on a un système complet pour la résolution d'un problème d'usure. Après une résolution simple, on obtient une évolution théorique du débit source, du débit d'usure, et de la quantité de troisième corps.

Jusqu'au temps  $t_1$  il y a formation d'une couche de particules (et pas d'éjection). Ensuite, les deux débits  $Q_s$  et  $Q_u$  sont en compétitions :

Pour  $t < t_1$  :

$$\begin{aligned} Q_s(t) &= C_s M_i^{max} e^{-C_s \cdot t} \\ Q_u(t) &= 0 \\ M_i(t) &= M_i^{max} (1 - e^{-C_s \cdot t}) \end{aligned}$$

Pour  $t > t_1$  :

$$\begin{aligned} Q_s(t) &= \frac{C_s \cdot C_u}{C_s + C_u} (M_i^{max} - M_i^{seuil}) + C_s (M_i^{stab} - M_i^{seuil}) e^{-(C_s + C_u) \cdot (t - t_1)} \\ Q_u(t) &= \frac{C_s \cdot C_u}{C_s + C_u} (M_i^{max} - M_i^{seuil}) - C_u (M_i^{stab} - M_i^{seuil}) e^{-(C_s + C_u) \cdot (t - t_1)} \\ M_i(t) &= M_i^{stab} + (M_i^{seuil} - M_i^{stab}) e^{-(C_s + C_u) \cdot (t - t_1)} \end{aligned}$$

avec

$$M_i^{stab} = \frac{C_s M_i^{max} + C_u M_i^{seuil}}{C_u + C_s}$$

$$t_l = -\frac{l}{C_s} \cdot \ln \left( 1 - \frac{M_i^{seuil}}{M_i^{max}} \right)$$

En découplant ainsi les phénomènes afin de mieux les comprendre, et en les rassemblant à nouveau, on peut ainsi prédire qualitativement l'évolution des débits de troisième corps dans un contact pour lequel la production et l'éjection des particules sont en compétition.

On notera que ce modèle analytique simple inclut la fameuse loi d'usure d'Archard qui considère tout particulièrement un contact où les particules détachées sont immédiatement éjectées du contact. Ceci représente un cas limite de notre étude : lorsque  $M_i$  reste nulle. De plus, notre modèle permet d'identifier le rôle précis sur l'usure des paramètres employés par Archard.

Notre modèle analytique, couplé à une investigation numérique, a permis de mieux comprendre le double rôle des particules adhésives sur l'usure. Dans un sens, les détachements initiaux sont plus grands avec des particules adhésives, ainsi que la quantité de troisième corps formée. Mais celle-ci s'éjecte naturellement très peu du contact. A moins d'un nettoyage régulier du contact, la formation d'une couche épaisse de particules adhésives engendrera finalement peu de nouveaux détachements. L'usure en est réduite.

## Bilan

On voit ici, à la fois par le découplage des phénomènes et par l'accès à des paramètres difficilement mesurables dans la réalité, l'intérêt d'une modélisation numérique qui s'avère être un véritable outil aussi bien pour la compréhension, que pour la conception qualitative d'un contact.

Derrière les paramètres du modèle analytique simple que nous proposons, des paramètres réels entrent en jeu. Quelques relations entre ces deux catégories de paramètres ont été proposées ici. D'autres sont accessibles via les lois d'usure existantes, en prenant soin d'identifier dans quelles mesures elles s'appliquent à tel ou tel contact.

Si une multitude de lois relatives à la dégradation des matériaux existe, l'éjection des particules a en revanche été très peu étudiée. Alors que des modèles existent pour les débits de fuite en lubrification fluide, ce travail reste encore à faire pour la lubrification solide.

# Perspectives

Les études à venir devraient donc se tourner à la fois sur le détachement de particules, leur mouvement dans le contact et leur éjection définitive. Elles pourront utiliser à la fois des essais expérimentaux et des simulations numériques, ces dernières ayant prouvé leur intérêt suite aux efforts de nombreux auteurs.

Les simulations, tout comme le modèle analytique, construits sur des considérations mécaniques, ont été capables de prendre en compte des notions physico-chimiques (comme l'adhésion entre particules). Elles devraient également pouvoir prendre en compte des notions de température et de flux de chaleur qui permettraient d'intégrer des modèles fondés sur la thermodynamique du système ([103], [104], [105]). Elles réuniraient ainsi encore un peu plus les différents aspects du problème dans une approche qui prenne en compte la présence du troisième corps à l'interface.

Pour pouvoir présenter des résultats quantitatifs, le modèle numérique devrait être capable de gérer à la fois des matériaux continus connus (modélisés par exemple par éléments finis) et un troisième corps discret (qui provient des matériaux continus). Le couplage entre ces deux approches semble délicat mais quelques travaux dans ce sens ont vu le jour récemment ([107], [108], [109], [110]).

La démarche proposée pour réussir à modéliser l'usure est donc de coupler correctement les lois de dégradation des matériaux (appelées abusivement jusqu'ici « loi d'usure ») à des équations décrivant les écoulements de troisième corps dans le contact.

# Références bibliographiques

- [1] NICCOLINI E. Adhérence du contact roue / rail en traction. Réalité tribologique en condition de démarrage. Thèse de Mécanique, Villeurbanne : INSA de Lyon, 2001, 244 p.
- [2] CLAIR D., BAILLET L., BERTHIER Y., ZBINDEN M. Impact wear modeling of power plant components coupling models and experiments. **In** : Japanese Society of Tribologists. Proc. of 5<sup>th</sup> International Tribology Conference, 29 octobre – 2 novembre 2000, Nagasaki, Japon. Tokyo : Japanese Society of Tribologists, 2001, vol. 3, pp. 2075-2079.
- [3] DOWSON D. History of Tribology. 2<sup>nd</sup> édition. Londres et Bury St Edmonds, UK : Professional Engineering Publishing, 1998.
- [4] BERTHIER Y. Background on friction and wear. **In** : LEMAITRE J. Handbook of Materials Behavior models. San Diego, USA : Academic Press, 2001, pp. 677-697.
- [5] FRÊNE J., NICOLAS D., DEGUEURCE B., BERTHE D., GODET M. Hydrodynamic lubrication – bearings and thrust bearings. Dowson D. ed. Amsterdam : Elsevier, 1990 (Tribology Series, n°33).
- [6] DOWSON D., HIGGINSON G.R. Elastohydrodynamic Lubrication, the fundamentals of roller and gear lubrication. Oxford, UK : Pergamon Press, 1966.
- [7] BOWDEN F.P., TABOR D. Friction and Lubrication of Solids. Oxford : Clarendon press, 1950, 372 p.
- [8] RICE J.R., RUINA A.L. Stability of Steady Frictional Slipping. ASME Journal of Applied Mechanics, 1983, vol. 50, pp. 343-349.
- [9] RABINOWICZ E. Friction and wear of materials. New York : Wiley, 1965.
- [10] GEORGES J.-M. Frottement, usure et lubrification. Paris : Eyrolles et CNRS Editions, 2000, 424 p. (Sciences et techniques de l'ingénieur)
- [11] BOWDEN F.P., TABOR D. Friction and Lubrication of Solids, Part II. Oxford : Clarendon press, 1964, 544 p.
- [12] DUBOURG M.-C., BERTHIER Y., VINCENT L. Cracking under fretting fatigue : damage prediction under multiaxial fatigue. Journal of Strain Analysis, 2002, vol 37 (special issue), n°6, pp. 519-533.
- [13] LEMAITRE J., CHABOCHE J.-L. Mécanique des matériaux solides. 2<sup>nd</sup> ed. Paris : Dunod Bordas, 1988, 544 p.
- [14] ARCHARD J.F. Contact and rubbing of flat surfaces. J. Appl. Phys., 1953, vol. 24, pp. 981-988.
- [15] MENG H.C., LUDEMA K.C. Wear models and predictive equations: their form and content. Wear, 1995, vol. 181-183, pp. 443-457.
- [16] JOHNSON K.L. Contact Mechanics. Cambridge : Cambridge University Press, 1985.
- [17] BERTHIER Y. Third Body reality. Consequences and use of the third body to solve the friction and wear problem. **In** : Stachowiak G. Wear, Material, Mechanisms and Practice. Sous press, sortie octobre 2004.
- [18] BARWELL F.T. Wear of metals. Wear, 1957, vol. 1, pp. 317-332.
- [19] LIM S.C., ASHBY M.F. Wear mechanism maps. Actu Metall., 1987, vol. 35, n° 1, pp. 1-24.
- [20] JOHNSON K.L., KENDALL K., ROBERTS A.D. Surface energy and the contact of elastic solids. Proc. R. Soc. London Ser. A, 1971, vol. 324, pp. 301-313.

- [21] GODET M. The third body approach: a mechanical view of wear. *Wear*, 1984, vol. 100, pp. 437-452.
- [22] GODET M. Third-bodies in tribology. *Wear*, 1990, vol. 136, pp. 29-45.
- [23] LUDEMA K.C. Third bodies: perspectives on modeling in lubricated contacts, in close fitting contacts, etc: following on the concepts of Dr. Maurice Godet. **In** : Dowson D. ed. Proc. of 22<sup>nd</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : The third body concept : Interpretation of tribological phenomena, 5-8 septembre 1995, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology series, 1996, vol. 31, pp. 3-19.
- [24] HESHMAT H. The quasi-hydrodynamic mechanism of powder lubrication, part i: Lubricant flow visualisation. *Lubrication Engineering*, 1992, vol. 48, n° 2, pp. 96-104.
- [25] HESHMAT H. The quasi-hydrodynamic mechanism of powder lubrication, part ii: Lubricant film profile. *Lubrication Engineering*, 1992, vol. 48, n° 5, pp. 373-383.
- [26] HESHMAT H. The quasi-hydrodynamic mechanism of powder lubrication, part iii: on theory and rheology of triboparticles. *Tribol. Trans.*, 1995, vol. 38, n° 2, pp. 269-276.
- [27] LE MOGNE T., MARTIN J.-M., PLATON F., BERTHIER Y. Rolls formation with triboceramics : which parameters and what mechanisms ? **In** : Dowson D. ed. Proc. of the 18<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : Wear particles : From the cradle to the grave, 3-6 septembre 1991, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology Series, 1992, vol. 21, pp. 285-292.
- [28] DESCARTES S., BERTHIER Y. Competition between mechanical and physico-chemical actions: consequence on friction. The case of a contact lubricated by a third body stemming from a coating of MoS<sub>1.6</sub>. **In** : F. Franek, W.J. Bartz, A. Pauschitz, eds. Proc. of the Second World Tribology Congress : Scientific achievements, industrial applications, future challenges, 2001, Vienne. Vienne : The Austrian Tribology Society, 2001, pp. 67-71.
- [29] BERTHIER Y. Mécanismes et tribologie. Thèse d'état es-sciences. Villeurbanne : INSA de Lyon, 1988, 156 p.
- [30] LINCK V. BAILLET L. BERTHIER Y. Modeling the consequences of local kinetics of the first body on friction and on third body sources in wear. *Wear*, 2003, vol. 255, pp. 299-308.
- [31] ELEOD A., OUCHERIF F., DEVECZ J., BERTHIER Y. Conception of numerical and experimental tools for study of the Tribological Transformation of Surface TTS. **In** : Dowson D. ed. Proceedings of the 25<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : Lubrication at the frontier, 8-11 septembre 1998, Lyon. Amsterdam : Elsevier. Tribology Series, 1999, vol. 36, pp. 673-682.
- [32] SAUGER E., FOUVRY S. PONSONNET L. KAPSA Ph., MARTIN J.-M., VINCENT L. Tribologically Transformed Structure in fretting. *Wear*, 2000, vol. 245, pp. 39-52.
- [33] DESCARTES S., BERTHIER Y. Frottement et usure étudiés à partir de la rhéologie et des débits de 3<sup>e</sup> corps solide : cas d'un 3<sup>e</sup> corps issu d'un revêtement de MoS<sub>x</sub>. *Matériaux & Techniques*, 2001, vol. 1-2, pp. 3-14.
- [34] DESCARTES S., BERTHIER Y. Rheology and flows of solid third bodies: background and application to an MoS<sub>1.6</sub> coating, *Wear*, 2002, vol. 252, pp. 546-556.
- [35] IORDANOFF I., BERTHIER Y., DESCARTES S., HESHMAT H. A Review of Recent Approaches for Modeling Third Bodies. *ASME Journal of Tribology*, 2002, vol. 124, pp.725-735.
- [36] BERTHIER Y. Maurice Godet's third body. **In** : DOWSON D. ed. Proc. of the 22<sup>nd</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : The third body concept, 5-8 septembre 1995, Lyon. Amsterdam : Elsevier. Tribology Series, 1996, vol. 31, pp. 21-30.
- [37] NOLL N. Conception et naissance d'un contact tribologique. Thèse de Mécanique, Villeurbanne : INSA de Lyon, 1997, 250 p.

- [38] DESCARTES S. Lubrification solide à partir d'un revêtement de MoSx: conséquences de la réologie et des débits de troisième corps sur le frottement. Thèse de Mécanique, Villeurbanne : INSA de Lyon, 1997, 279 p.
- [39] MAHE L. Usure du polytétrafluoréthylène (PTFE) chargé : approche par les débits de troisième corps solide. Application aux segments de piston de compresseur. Thèse de Mécanique, Villeurbanne : INSA de Lyon, 2000, 269 p.
- [40] IORDANOFF I. SEVE B., BERTHIER Y. Solid third body analysis using a discrete approach: influence of adhesion and particle size on the macroscopic behavior of the contact. *ASME J. Tribol.*, 2002, vol. 124, pp. 530-538.
- [41] HAFF K.P., Grain flow as a fluid-mechanical phenomenon. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, vol. 134, pp. 401-430.
- [42] YU C.M., TICHY J. Granular collisional lubrication: effect of surface roughness, particle size and solid fraction. *STLE Tribology Transactions*, 1996, vol. 39, n° 3, pp. 537-546.
- [43] YU C.M., CRAIG K., TICHY J. Granular collision lubrication. *J. Rheol.*, 1996, vol. 38, n° 4, pp. 921-936.
- [44] McKEAGUE K.T. KHONSARI M.M. Generalized boundary interactions for powder lubricated couette flows. *ASME J. Tribol.*, 1996, vol. 118, pp. 580-588.
- [45] SAVAGE S.B. A simple theory for granular flow of rough, inelastic, spherical particles. *J. Appl. Mech.*, 1987, vol. 54, pp. 47-53.
- [46] DA CRUZ F., CHEVOIR F., ROUX J.-N., IORDANOFF I. Macroscopic friction and dry granular materials. **In** : DOWSON D. ed. Proc. of 30<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : Transient processes in Tribology, 2-5 septembre 2003, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology series, 2004, vol. 43.
- [47] IORDANOFF I. , KHONSARI M.M. Granular lubrication: towards an understanding of the transition between kinetic and fluid regime", *ASME J. Tribol.*, 2004, vol. 126, pp. 137-145.
- [48] CUNDALL P.A., STRACK O.D.L. A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique*, 1979, vol. 29, n° 1, pp. 47-65.
- [49] CUNDALL P.A. Distinct Element modes of rock and soil structure. **In** : Brown E.T. Analytical and computational methods in engineering rock mechanics. Londres : Imperial College of Science and Technology 1987, pp. 129-163.
- [50] ELROD H.G., BREWE D.E. Numerical experiments with flows of elongated granules. **In** : Dowson D. ed. Proc. of the 18<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : Wear particles : From the cradle to the grave, 3-6 septembre 1991, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology Series, 1992, vol. 21, pp. 219-226.
- [51] ELROD H.G. Numerical experiments with flows of elongated granules - Part II. **In** : Dowson D. ed. Proc. of the 22<sup>nd</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : The third body concept : interpretation of tribological phenomena, 5-8 septembre 1995, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology Series, 1996, vol. 31, pp. 347-354.
- [52] SAWYER G.W., TICHY J.A. Lubrication with granular flow: continuum theory, particle simulation, comparison with experiment. *ASME J. Tribol.*, 2001, vol. 123, pp. 777-784.
- [53] DUBUJET P., GHAOUDI A., CHAZE M., SIDOROFF F. Particulate and granular simulation of third body behaviour. **In** : Dowson D. ed. Proc. of the 22<sup>nd</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : The third body concept : interpretation of tribological phenomena, 5-8 septembre 1995, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology series, 1996, vol. 31, pp. 355-365.
- [54] LUBRECHT A.A., CHAN TIEN C.E., BERTHIER Y. A Simple Model for Granular Lubrication, Influence of Boundaries. **In** : Dowson D. ed. Proc. of the 22<sup>nd</sup> Leeds-Lyon

- Symposium on Tribology : The third body concept : interpretation of tribological phenomena, 5-8 septembre 1995, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology series, 1996, vol. 31, pp 377-385.
- [55] JEAN M. Simulation numérique discrète de matériaux granulaires. **In** : CAMBOU B., JEAN M. Micromécanique des matériaux granulaires. Paris : Hermes sciences publications, 2001, pp. 199-330. (Mécanique et Ingénierie des Matériaux).
- [56] JEAN M. The Non Smooth Contact Dynamic method. **In** : Martins J.A.C., Klarbring A. eds. Computer methods in applied mechanics and engineering, 1999, vol. 177, pp. 235-257.
- [57] MOREAU J.J. Unilateral contact and dry friction in finite freedom dynamics. In : , Moreau J.J. et al. eds. Non smooth dynamics and applications Berlin : Springer, 1988, vol. 302, pp. 1-82.
- [58] MOREAU J.J. Some numerical methods in multibody dynamics: application to granular materials. Eur. J. Mech. A, 1994, vol. 13, n° 4, pp. 93-114.
- [59] PÖSCHEL T., BUCHHOLTZ V. Molecular dynamics of arbitrarily shaped particles. Journal de Physique I , 1995, vol. 5, pp. 1431-1455.
- [60] VU-QUOC L., ZHANG X., WALTON O.R., A 3D discrete-element method for dry granular flows of ellipsoidal particules. Computer Methods in Applied Mechanics Engineering, 2000, vol. 187, pp. 483-528.
- [61] SEVE B., IORDANOFF I., BERTHIER Y. Using discrete models to simulate solid third bodies: influence of the inter-granule forces on the macroscopical behaviour. **In** : Dowson D. ed. Proc. of 27<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : Tribology Research : From model experiment to industrial problem, 5-8 septembre 2000, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology series, 2000, vol. 39, pp. 361-368.
- [62] IORDANOFF I., FILLOT N., BERTHIER Y., Numerical study of a thin layer of cohesive particules under planbe shearing. Soumis à Powder Technology.
- [63] CAMPBELL C., BRENNEN C. Computer simulation of granular shear flows. Journal of Fluid Mechanics, 1985, vol. 151, pp. 167-188.
- [64] SEVE B., IORDANOFF I., BERTHIER Y., JACQUEMARD P. The granular approach: a tool for understanding solid third body behavior in contact. **In** : Japanese Society of Tribologists. Proc. of 5<sup>th</sup> International Tribology Conference, 29 octobre – 2 novembre 2000, Nagasaki, Japon. Tokyo : Japanese Society of Tribologists, 2001, vol. 2, pp. 1103-1108.
- [65] G.D.R Midi, On dense Granular flows. Eur. Phys. J. E, 2004, vol. 14 , pp. 341-365.
- [66] SAULOT A., Développement d'un modèle discret 3D pour l'analyse des troisièmes corps solides. DEA Génie Mécanique. Villeurbanne : INSA de Lyon, 2002, 52 p.
- [67] CHAN TIEN C.E. Simulation numériques du comportement d'un film granulaire cisailé en fonction de la rugosité des parois et de la forme des granules. Thèse de Mécanique, Villeurbanne : INSA de Lyon 1998, 217 p.
- [68] SEVE B. Développement d'un modèle discret pour l'analyse des troisième corps solides. DEA Génie Mécanique. Villeurbanne : INSA de Lyon, 1999, 64 p.
- [69] THORNTON C., YIN K.K. Impact of elastic spheres with and without adhesion. Powder Technology, 1991, vol. 65, pp. 153-166.
- [70] PREECHAWUTTIPONG I. Modélisation du comportement mécanique de matériaux granulaires cohésifs. Thèse de Génie Civil. Montpellier : Université Montpellier II, 2002, 120 p.
- [71] GOUIDER M., BERTHIER Y., JACQUEMARD P., ROUSSEAU B., BONNAMY S., ESTRADÉ-SZWARCKOPF H. Mass spectrometry during C/C composite friction : carbon oxidation associated with high friction coefficient and high wear rate. Wear, 2004, vol. 256, pp. 1082-1087.

- [72] CLEARY P.W. Predicting charge motion, power draw, segregation and wear in ball mills using Discrete Element Methods, *Minerals Engineering*, 1998, vol. 11, n° 11, pp. 1061-1080.
- [73] DA CRUZ F. Ecoulement de grains secs : Frottement et blocage. Thèse de Génie Civil, Marnes-La-Vallée : Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2004, 273 p.
- [74] ELPERIN T., GOLSHTEIN E. Comparison of different models for tangential forces using the particle dynamics method. *Physica A*, 1997, vol. 242, pp. 332-340.
- [75] VERLET L. Computer “experiments” on classical fluids. I. Thermodynamical properties of Lennard-Jones molecules. *Phys. Rev.*, 1967, vol. 159, pp. 98-103.
- [76] ÖQVIST M. Numerical simulations of mild wear using updated geometry with different step size approaches. *Wear*, 2001, vol. 249, pp. 6-11.
- [77] PÕDRA P. ANDERSSON S. Wear simulation with the Winkler surface model. *Wear*, 1997, vol. 207, pp. 79-85.
- [78] PÕDRA P. ANDERSSON S. Simulating sliding wear with finite element method. *Tribology International*, 1999, vol. 32, pp. 71-81.
- [79] ELEOD A. DEVECZ J. BALOGH T. Numerical modeling of the mechanical process of particle detachment by Finite Element Method. *Periodica Polytechnica Ser. Transp. Eng.*, 2000, vol. 28, pp. 77-90.
- [80] FILLOT N. Modélisation du débit source en lubrification solide par la méthode des éléments discrets. DEA Génie Mécanique. Villeurbanne : INSA de Lyon, 2001, 73p.
- [81] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y. A granular dynamic model for the degradation of material. *ASME J. Tribol.*, 2004, vol. 126, n°3, pp. 606-614.
- [82] DELENNE J.-Y., MOULAY S. E. Y., BENET J.-C. Comportement mécanique et rupture de milieux granulaires cohésifs. *C.R. Mécanique*, 2002, vol. 330, pp. 475-482.
- [83] TIMOSHENKO S., GOODIER J.N. Théorie de l'élasticité. Paris : Béranger, 1961.
- [84] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y. Kinetics of particle detachments: contribution of a granular model. In : DOWSON D. ed. Proc. of 30<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : Transient processes in Tribology, 2-5 septembre 2003, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology series, 2004, vol. 43, pp. 63-73.
- [85] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y. Stable contact and degradation of materials: a model for third body source flow, In : Stachowiak G.W. ed. Proc. of the 6<sup>th</sup> International Tribology Conference Austrib'02, decembre 2002, Perth, Australie. Perth : University of Western Australia, 2002, Vol. 2, pp. 709-716.
- [86] BUI H.D. Mécanique de la rupture fragile. Paris : Masson, 1978, 215 p.
- [87] SAFON C. Modélisation du circuit tribologique complet en 3D par la Méthode des Eléments Discrets. DEA Génie Mécanique. Villeurbanne : INSA de Lyon, 2003, 53p.
- [88] LOVE A. E. H. A treatise of mathematical theory of elasticity. Cambridge University Press, 1927.
- [89] CHRISTOFFERSEN J., MEHRABADI M. M., NEMAT-NASSER A micromechanical description of granular material behavior. *ASME J. Appl. Mech.*, 1981, vol. 48, pp. 339-344.
- [90] KRUYT N. P., ROTHENBURG L. Micromechanical definition of strain tensor for granular materials, *ASME J. Appl. Mech.*, 1996, vol. 118, pp. 706-711.
- [91] PROCHNOW M. Ecoulements denses de grains secs. Thèse de Génie Civil. Marnes-la-Vallée : Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2002, 308 p.
- [92] LIAO C.L., CHANG T.-P., YOUNG D.-H., CHANG C., Stress-strain relationship for granular materials based on the hypothesis of best fit. *Int. J. Solids Structures*, 1997, vol. 34, n° 31-32, pp. 4087-4100.
- [93] CAILLERIE D., CAMBOU B. Les techniques de changement d'échelle dans les matériaux granulaires. In : CAMBOU B., JEAN M. Micromécanique des matériaux

granulaires. Paris : Hermes sciences publications, 2001, pp. 73-198. (Mécanique et Ingénierie des Matériaux).

[94] SATAKE M. Micro-mechanical definition of strain tensor for granular assemblies. In : Andrew Smyth ed. 15<sup>th</sup> ASCE Engineering Mechanics Conference, 2-5 Juin 2002, Columbia University, New York. New York : ASCE, 2002, Disponible sur : <<http://www.civil.columbia.edu/em2002/proceedings/papers/329.pdf>> (consulté le 29 juin 2004).

[95] BAGI K. Stress and Strain in granular assemblies. *Mechanics of Materials*, 1996, vol. 22, pp. 165-177.

[96] HURRICKS P.L. The mechanism of fretting – A review. *Wear*, 1970, vol. 15, pp. 389-409.

[97] HSU S.M., SHEN M.C. Ceramic wear maps. *Wear*, 1996, vol. 200, pp. 154-175.

[98] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y. Le rôle des particules adhésives dans l'usure d'un contact sec. **In** : Association Française de Mécanique, GST Tribologie. Journées francophones de Tribologie : Tribologie et Conception Mécanique, 13-14 mai 2004, Saint-Ouen. Soumis à publication.

[99] FILLOT N., IORDANOFF I., BERTHIER Y. Simulation of wear through mass balance in a dry contact. **In** : Proc. STLE/ASME Joint Tribology Conference, 24-27 october 2004, Long Beach, California. ASME J. Tribol, accepté, à paraître.

[100] KENNEDY F.E., FRUSESCU D., LI J. Thin film thermocouple arrays for sliding surface temperature measurement. *Wear*, 1997, vol. 207, pp. 46-54.

[101] FOUVRY S., KAPSA Ph., ZAHOUANI H., VINCENT L., Wear analysis in fretting of hard coatings through a dissipated energy concept. *Wear*, 1997, vol. 203-204, pp.393-403.

[102] HUQ M.Z., CELIS J.-P., Expressing wear rate in sliding contacts based on dissipated energy. *Wear*, 2002, vol. 252, pp. 375-383.

[103] DRAGON-LOUISET M., STOLZ C. Approche thermodynamique des phénomènes liés à l'usure de contact. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1999, vol. 327, Série II b, pp. 1275-1280.

[104] DRAGON-LOUISET M. Modèles micromécaniques de l'interface d'un système tribologique dans une approche thermodynamique de l'usure continue. *Mec. Ind.*, 2000, vol. 1, pp. 37-42.

[105] DRAGON-LOUISET M., On a predictive macroscopic contact-sliding wear model based on micromechanical considerations. *International Journal of Solids and Structures*, 2001, vol. 38, pp. 1625-1639.

[106] SAULOT A., IORDANOFF I., SAFON C., BERTHIER Y. Numerical study of the wear flows in a plane contact. Effect of third body rheology. **In** : DOWSON D. ed. Proc. of 30<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology : Transient processes in Tribology, 2-5 septembre 2003, Lyon. Amsterdam : Elsevier Tribology series, 2004, vol. 43, pp. 85-93.

[107] OWEN D.R.J., FENG Y.T. Parallelised finite/discrete element simulation of multi-fracturing solids and discrete systems. *Engineering Computations*, 2001, vol. 18, n°3/4, pp. 557-576.

[108] CAMPBELL J., VIGNJEVIC R., LIBERSKY L., A contact algorithm for smoothed particle hydrodynamics. *Comput Methods Appl. Mech. Engrg.*, 2000, vol. 184, pp. 49-65.

[109] ATTAWAY S.W., HEINSTEIN M.W., SWEGLE J.W., Coupling of smooth particle hydrodynamics with the finite element method. *Nuclear Engineering and Design*, 1994, vol. 150, n° 2-3, pp. 199-205.

[110] MAVEYRAUD C., VILA J.P., SORNETTE D., LE FLOC'H C., DUPILLIER J.-M., SALOME R., Numerical modeling of the behaviour of high pressure vessel under hypervelocity impact. *Mec. Ind.*, 2001, vol. 2, pp. 57-62.

# Annexes

Annexe 1 - Mise au point du modèle de premier corps dégradable .179

Annexe 2 - Validation du modèle numérique.....185

Annexe 3 - Caractéristiques des simulations .....190

# Annexe 1 - Mise au point du modèle de premier corps dégradable

Les paramètres qui caractérisent le premier corps dégradable peuvent difficilement être interprétés comme des propriétés d'un matériau réel. Afin de bâtir un premier corps dégradable satisfaisant, il convient de les tester pour savoir quelles valeurs leur affecter. Les caractéristiques par défaut des simulations présentées ici figurent en annexe 3.1.

## 1. Dispersion de taille des sphères

Le matériau dégradable est constitué de sphères de tailles différentes. Leur rayon est choisi autour d'un rayon moyen  $R$ , dans une gamme de valeurs allant de  $R-\%R$  à  $R+\%R$ ,  $\%R$  caractérisant la dispersion de diamètre des sphères.  $R$  est la longueur caractéristique du système et sa valeur adimensionnée est toujours 1. En revanche on doit affecter une valeur à  $\%R$ . Les résultats de trois simulations 2D sont présentés en Figure 101, montrant trois évolutions différentes avec des répartitions de rayon différentes.

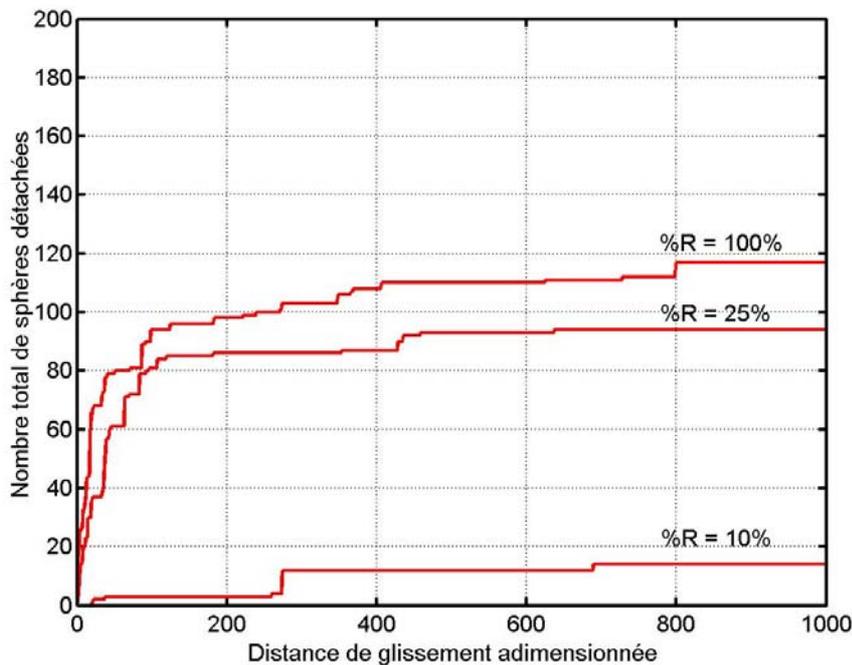


Figure 101 : Evolution du nombre total de sphères détachées en fonction de la répartition du rayon des sphères constituant le premier corps dégradable.

On montre ici l'intérêt de choisir avec soin la dispersion des tailles des sphères du premier corps dégradable. En prenant des sphères de rayons très différents, on favorise les

détachements de particules. En prenant des sphères de plus en plus similaires, on obtient un matériau très résistant avec le cas extrême (non représenté), où toutes les sphères ont le même diamètre, ce qui correspond à un arrangement particulier (« cristallin », voir aussi le chapitre 1 de la partie B1).

On se placera par la suite dans une gamme de dispersion des rayons qui procure à la fois une tenue correcte du premier corps dégradé, tout en laissant libre cours aux détachements éventuels. On choisit ici  $\%R = 25\%$ .

## 2. Pression de frittage

Lors de la fabrication du matériau dégradé (voir plus haut), nous avons vu qu'une étape de « compactage » du domaine était nécessaire. Pendant cette phase de construction du matériau, il n'y a pas de glissement de la paroi supérieure mais seulement l'application d'une pression normale. Le choix de cette pression ne peut pas être pris au hasard. En effet, un domaine compacté avec une pression adimensionnée  $\bar{P}_{comp} = 10^{-2}$  « explose » lorsqu'on relâche la pression (voir Figure 102). La paroi supérieure remonte brutalement, des « fissures » se propagent et des sphères se libèrent à l'intérieur du matériau avant même le début de la simulation proprement dite.

Un domaine compacté avec  $\bar{P}_{comp} = 10^{-5}$  présente une « fragilité » entre les sphères soudées et la paroi supérieure. Seulement quelques sphères sont en contact et la paroi supérieure se sépare brutalement du reste du premier corps dès le début du glissement.

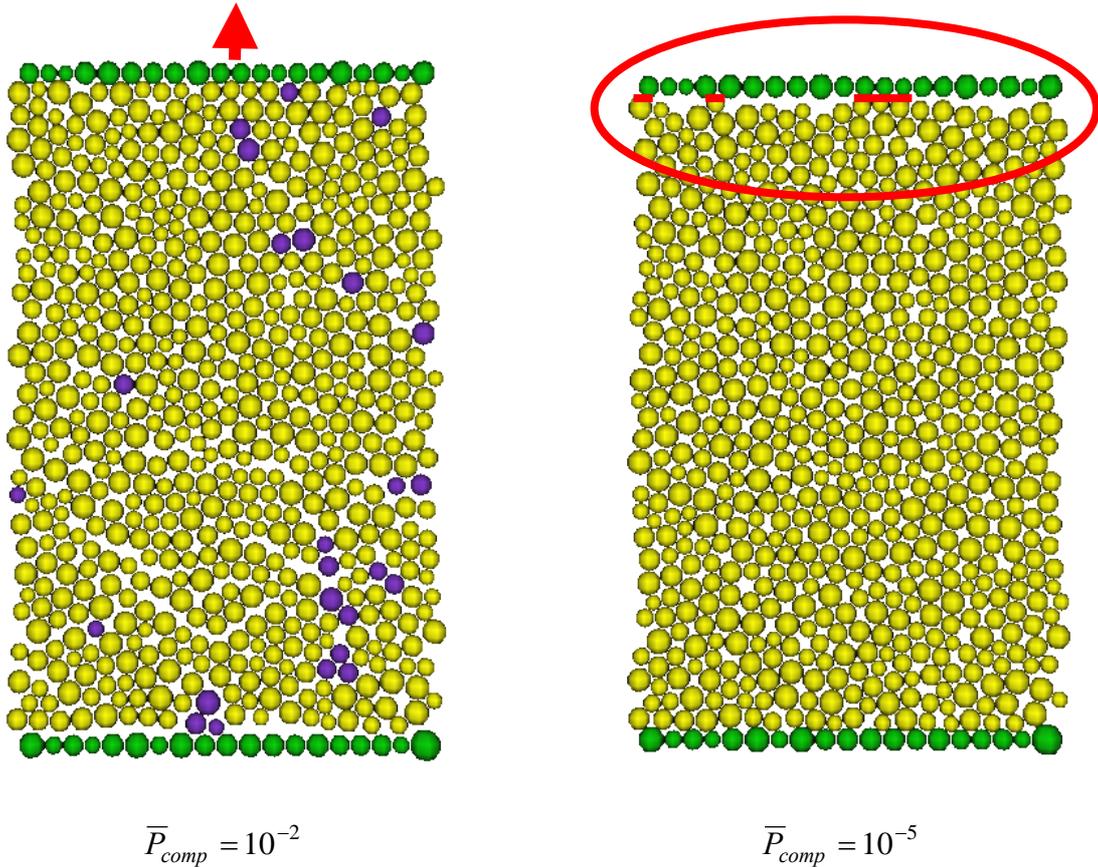


Figure 102 : Représentation des simulations pour des pressions de frittage extrêmes.

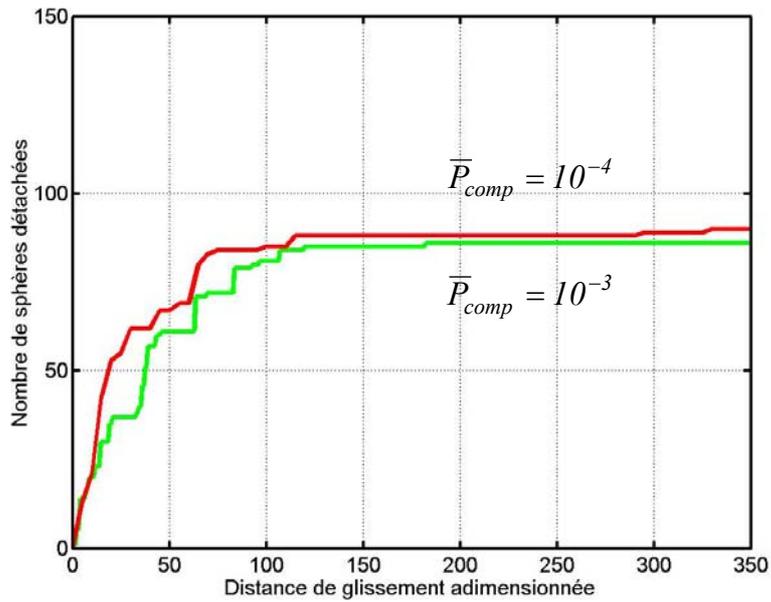


Figure 103 : Evolution du nombre total de sphères détachées pour deux simulations comportant un matériau dégradé fabriqué avec deux pressions de frittage différentes.

Une bonne tenue du matériau granulaire ainsi que des résultats en dégradation identiques sont obtenus pour des pressions de compaction intermédiaires  $\bar{P}_{comp} = 10^{-3}$  et  $\bar{P}_{comp} = 10^{-4}$ .

Le premier corps dégradé sera alors fabriqué avec  $\bar{P}_{comp} = 10^{-3}$ .

### 3. Interactions entre sphères

Une fois le matériau compacté, et avant de démarrer le glissement, on affecte des liaisons spécifiques entre les sphères constituant le matériau (voir le chapitre 2 de B1). Des ressorts sont placés entre deux points d'accroche de deux sphères voisines, qui peuvent se rompre s'ils sont trop sollicités. Il conviendra donc de tester à la fois la raideur et la force de rupture de ces ressorts, ainsi que le coefficient d'amortissement entre sphères.

#### Raideur et rupture des joints

Les deux caractéristiques des joints (modélisés par des ressorts qui peuvent « casser ») sont étudiées simultanément. On trace ainsi sur un même graphe (Figure 104) l'évolution du détachement de particules du premier corps dégradé dont les joints ont à la fois des raideurs  $\bar{k}$  et des forces à la rupture  $\bar{F}_r$  différentes. Nous avons vu plus haut que ces paramètres correspondaient à un allongement  $\bar{\delta}_e$  et à une énergie de liaison  $\bar{E}_e$  (nécessaire pour casser la liaison) caractéristiques.

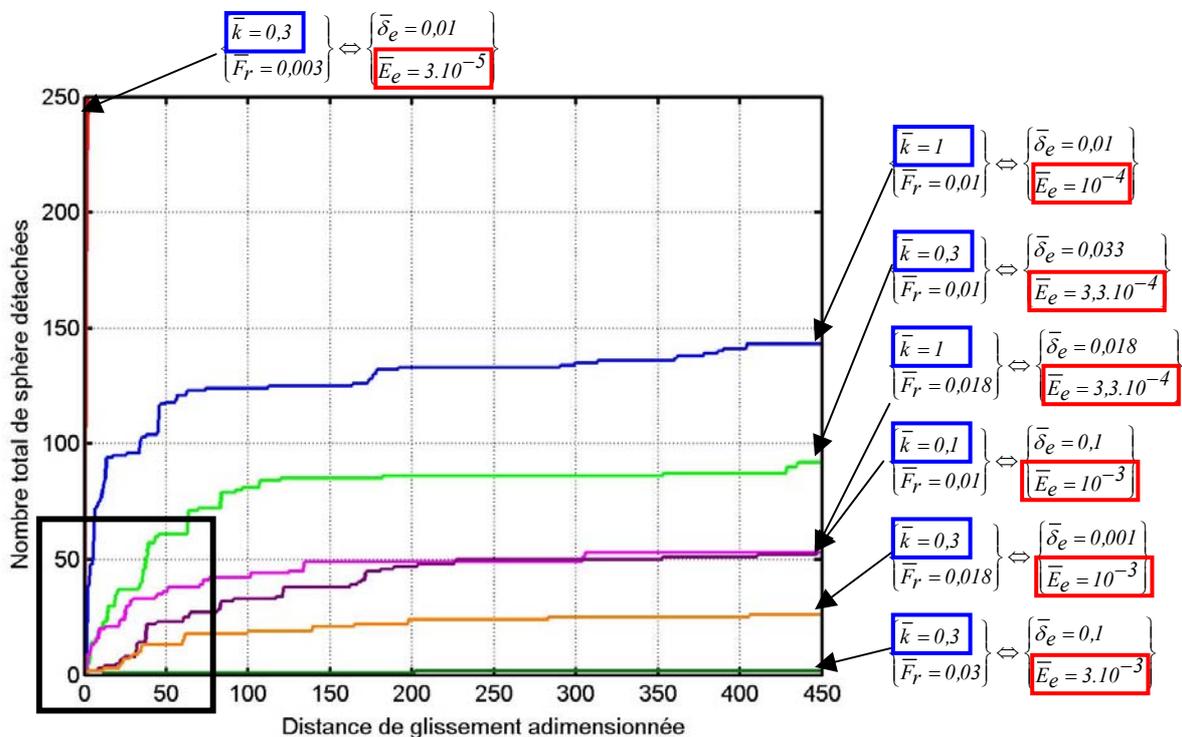


Figure 104 : Evolution du nombre total de sphères détachées pour des matériaux dégradables comportants des liaisons entre sphères à raideur et rupture différentes.

On remarquera que ni la raideur des joints ni la force à la rupture ne sont des paramètres déterminants pour caractériser le détachement de particules. En revanche les détachements initiaux sont caractéristiques de l'énergie  $E_e$  nécessaire pour casser une liaison. Dans la première partie des courbes présentées en Figure 104, une énergie  $E_e$  importante est synonyme de « bonne résistance du premier corps » : les détachements sont moins nombreux. Des simulations différentes mais ayant une valeur de  $E_e$  identique montrent des détachements initiaux (dans la zone encadrée) identiques.

Cependant, la couche de troisième corps formée est différente, pour une valeur de  $E_e$  donnée, en fonction de la raideur des joints. Un premier corps plus raide produit alors moins de particules. Sans vouloir caractériser outre mesure un matériau modèle qui n'a pas ici de signification physique particulière, on peut légitimement penser que la raideur des joints est en relation directe avec la raideur de l'ensemble du matériau. D'autre part, en changeant la raideur des matériaux, on peut favoriser l'apparition du phénomène de stick-slip et il y aura alors accommodation de la vitesse de glissement par décollement et déformation des matériaux en contact (voir la partie A). Moins de troisième corps peut donc être « nécessaire » pour assurer cette fonction.

Cette accommodation particulière de la vitesse de glissement est en dehors des limites de cette étude. On peut cependant remarquer ses effets avec des simulations comme celles-ci et des études pourront être réalisées par la suite pour établir (ou non) un lien entre l'apparition du stick-slip et les détachements de particules.

On choisit ici un matériau modèle qui favorise le détachement des particules (et non le stick-slip) :  $\bar{k} = 0,3$  et  $\bar{F}_r = 0,01$ .

### Amortissement

Lorsque deux sphères du premier corps rentrent en contact, une force de répulsion agit. La raideur en compression  $\bar{K}$  des sphères est toujours 1 dans l'étude adimensionnée (voir plus haut). Un amortissement visqueux agit en même temps que la raideur de répulsion. Il faut alors en revanche donner une valeur au coefficient d'amortissement  $\alpha_{PC}$ . Plusieurs simulations (dont les résultats sont présentés Figure 105) sont effectuées avec des amortissements différents dans le premier corps.

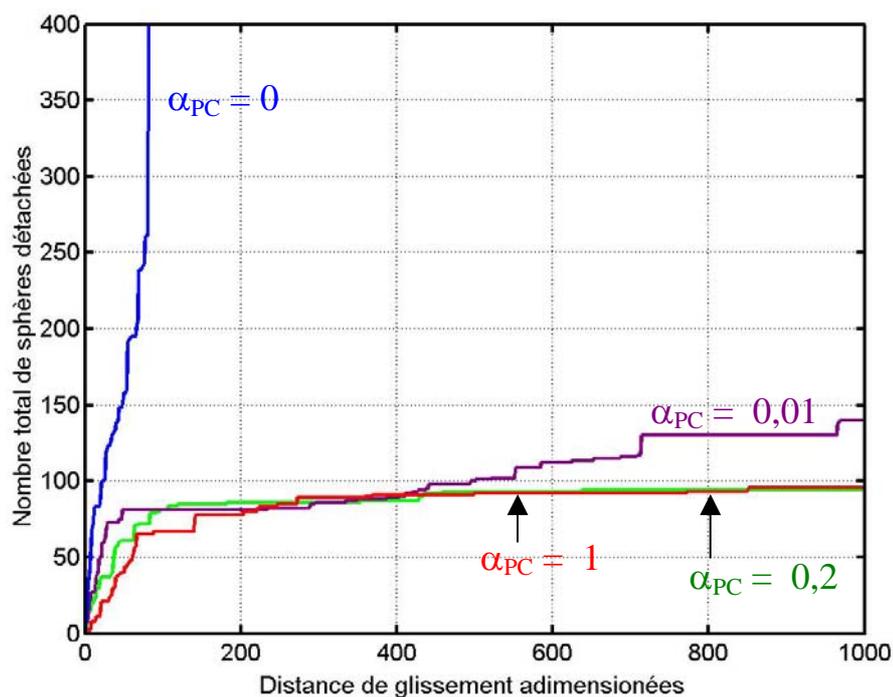


Figure 105 : Evolution du nombre total de sphères détachées pour des amortissements différents entre sphères du matériau dégradable.

On remarque nettement l'utilité de l'amortissement entre les sphères du premier corps granulaire. Sans amortissement le matériau se dégrade très vite, dans sa totalité. Avec un amortissement très faible ( $\alpha_{PC} = 0,01$ ), les détachements de particules se produisent encore de façons intempestives. En revanche, les dégradations sont quasiment identiques pour des coefficients d'amortissements  $\alpha_{PC} = 0,2$  et  $\alpha_{PC} = 1$ .

Le matériau granulaire constituant une phase quasi-statique du système, les agitations trop importantes des grains devront être limitées en choisissant un coefficient d'amortissement  $\alpha_{PC} = 0,2$ .

## Annexe 2 - Validation du modèle numérique

Des tests de validité numérique sont nécessaires pour garantir la bonne utilisation et la reproductibilité de nos simulations. Ces tests porteront sur les principales grandeurs étudiées ici, c'est-à-dire sur les débits de troisième corps, et en particulier sur le débit source, caractérisant le détachement de particules. La majeure partie de ces validations est effectuée sur le modèle 2D, mais certains paramètres comme la largeur du contact doivent être étudiés sur le modèle 3D (on compare ainsi les deux modèles). La validité numérique porte à la fois sur la discrétisation temporelle et spatiale du problème.

### 1. Discrétisation temporelle. Pas de temps.

Des simulations identiques sont menées, dont les caractéristiques par défaut figurent en annexe 3.1. Seul le pas de temps des simulations est modifié, en changeant le paramètre  $N$  (par lequel on divise la période d'oscillation d'un contact moyen, voir le paragraphe 1.4.5 de B1).

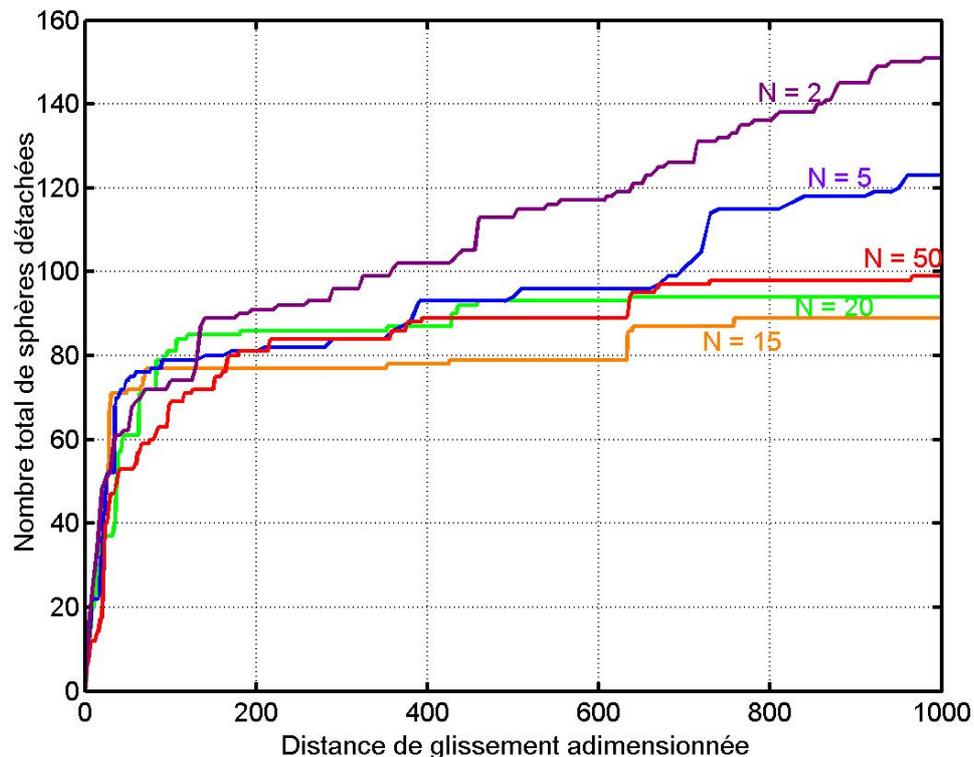


Figure 106 : Evolution du nombre total de sphères détachées pour des pas de temps différents.

Les détachements de particules, dans un contact fermé, montrent généralement une activation élevée dans les premiers temps puis un ralentissement. Ce qui donne une forme « d'exponentielle ». Mis à part des détachements locaux légèrement différents d'une simulation à l'autre, on remarque un comportement quasi identique pour des valeurs de  $N$  comprises entre 15 et 50. Il est d'ailleurs matériellement difficile d'envisager des pas de temps plus petits, pour cause de temps de calcul trop longs. En revanche, pour des valeurs de  $N$  plus petites (c'est-à-dire un pas de temps plus grand), le comportement change et des dégradations sévères continuent à se produire. Avec un grand pas de temps, l'algorithme « oublie » en effet certains contacts entre sphères. L'erreur numérique devient non négligeable et le système évolue d'une façon qui est de moins en moins physique.

■ Pour obtenir des résultats satisfaisants en évitant des temps de calculs trop grands, on choisit  $N = 20$ .

## 2. Discrétisation spatiale. Géométrie du contact.

Dans une modélisation éléments finis, il convient de vérifier la validité de la simulation en fonction de la taille que l'on choisit pour chaque élément. Ici, nous travaillons avec des données adimensionnées par rapport au rayon moyen  $R$  des sphères, caractéristique de la dimension des particules de troisième corps. Donc on ne peut pas modifier la taille de l'élément de base. Cependant la taille du système que nous allons modéliser devra être choisie avec soin. Puisqu'il n'est pas possible matériellement (vis à vis des temps de calcul) de modéliser un ensemble complet comprenant la totalité des premiers corps en présence, seul un contact élémentaire (comme décrit plus haut) est pris en compte dans le calcul. Les dimensions de ce contact élémentaire sont exprimées en un certain nombre de rayons moyens de sphères. Pour que les résultats obtenus soient représentatifs de phénomènes réels et non d'un effet numérique dû à la trop petite taille du domaine de calcul, des tests doivent être effectués.

On étudie donc séparément l'effet d'un changement de taille du domaine dans les trois dimensions  $x, y, z$ .

### Dimension $x$ – frontières périodiques dans le sens de l'écoulement

Nous avons décrit dans la partie B1 comment il était possible de modéliser un contact infiniment long dans le sens de l'écoulement en considérant des frontières périodiques aux limites  $x = 0$  et  $x = L_x$  du système (voir la Figure 5 et la Figure 6). Il convient alors de tester l'influence de la dimension  $L_x$  du système. On présente en Figure 107 l'évolution du débit source de troisième corps dans trois cas de calculs pour lesquels  $L_x = 10, L_x = 40, L_x = 80$ .

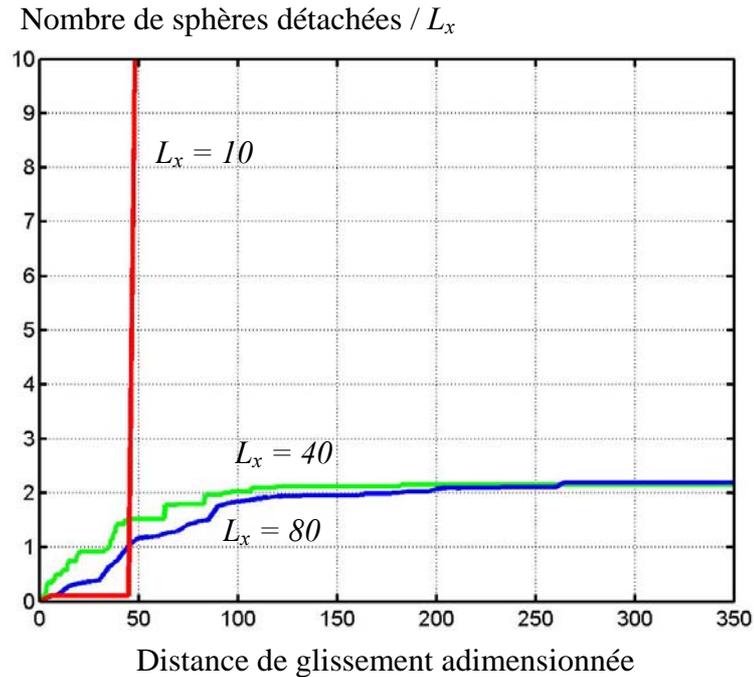


Figure 107 : Evolution du nombre total de sphères détachées pour des premiers corps dégradables de dimensions  $L_x$  différentes.

Si les résultats sont quasi identiques (qualitativement, en occultant les effets locaux) pour des dimensions  $L_x = 40$  et  $L_x = 80$ , ils sont nettement différents pour une dimension  $L_x = 10$ . Avec une faible dimension en  $x$ , peu de sphères du matériau granulaire sont à même de supporter la pression exercée par la paroi supérieure. Ce qui provoque une localisation dans l'application de la pression normale de contact. La pression n'est plus appliquée de façon globale sur tout le matériau mais provoque des effets locaux. Dans l'exemple ci-dessus, on aboutit à une dégradation complète du matériau granulaire.

|| On choisit donc  $L_x = 40$ .

#### Dimension $z$ – Hauteur simulée du matériau dégradable

Lorsque le matériau granulaire se dégrade, sa hauteur diminue avec le temps. Il est donc nécessaire de prendre en compte un matériau qui soit suffisamment « haut » pour libérer autant de particules que nécessaire. De plus, la hauteur du premier corps dégradable choisie ne doit pas influencer les détachements de particules. Sur la Figure 108, on représente les résultats de trois simulations ayant les mêmes caractéristiques mais avec des premiers corps dégradables de hauteurs différentes.

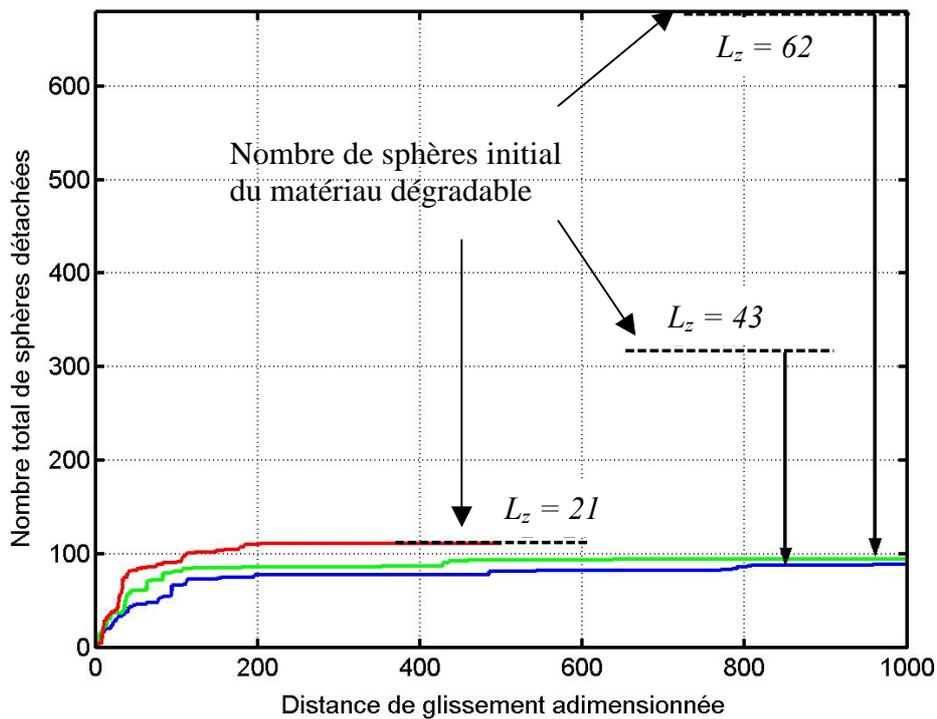


Figure 108 : Evolution du nombre total de sphères détachées pour des premiers corps dégradables de hauteurs différentes.

Les trois simulations semblent donner les mêmes résultats. Cependant, on réalisera que dans les cas où  $L_z = 62$  et  $L_z = 43$ , tout le matériau est loin d'être consommé. Dans le cas où  $L_z = 21$ , on passe au delà des 100 sphères détachées pour atteindre rapidement l'état où la totalité du premier corps est dégradé. Il faudra donc s'assurer que la hauteur du matériau est plus grande que la hauteur de troisième corps que l'on est censé produire. Mais comme les détachements se produisent inévitablement dans la zone proche de la paroi supérieure, il faudra de plus veiller à ce que l'écart entre ces deux hauteurs soit de plusieurs diamètres de sphères.

On veille cependant à ne pas modifier la dynamique du système en évitant le phénomène de stick-slip (partie A), dû à l'élasticité du matériau, qui pourrait apparaître pour les  $L_z$  grand. On reste ainsi dans le cadre d'une accommodation de la vitesse de glissement par le troisième corps uniquement.

Dans le cas présent, une dimension  $L_z = 43$  est adaptée. Cependant, dans les simulations suivantes, on choisira  $L_z = 62$  car on ne sait pas a priori quelle quantité de troisième corps sera produite. Le calcul est correct à partir du moment où cette quantité est nettement inférieure au total des sphères du matériau initial.

#### Dimension $y$ – Largeur du contact

Pour un contact ouvert, on comprend facilement que les particules sortiraient d'autant plus rapidement que celui-ci est « peu large ». Si le contact est infiniment large, les particules ne trouvent jamais la sortie et il n'y a pas d'éjection des particules.

Pour un contact fermé, on peut penser a priori que la largeur du contact est insignifiante puisque les particules ne peuvent pas sortir du contact. Cependant, l'évolution du débit source de troisième corps et par conséquent l'évolution du nombre total de particules dans le contact, est différente suivant que l'on considère un contact « peu » large ou « très » large. A l'extrême, les simulations 2D modélisent un contact sur une très fine tranche. Dans ce cas, l'établissement d'une couche « continue » de troisième corps sur la longueur du contact correspondrait aussi à une couche répartie de façon homogène dans le sens de la largeur. Dans les simulations 3D, on peut en revanche observer, suivant la dimension  $L_y$  choisie, l'établissement d'une « piste d'usure », c'est-à-dire d'un lit de troisième corps qui circule sur toute la longueur du contact mais qui n'occupe qu'une partie de la largeur. Ce lit de particules s'élargit au fur et à mesure, jusqu'à atteindre finalement les bords (fermés) du contact.

L'influence de  $L_y$ , qui révèle un comportement physique, est décrit plus en détail dans la partie C.

## Annexe 3 - Caractéristiques des simulations

L'annexe 3 regroupe les caractéristiques principales de 7 types de simulations numériques dont les résultats sont montrés dans cette thèse.

### Annexe 3.1.

#### Caractéristiques par défaut

Géométrie		
Nombre de sphères du matériau dégradable initial : 640		
$L_x = 40$ (20 sphères)	$L_y = 2$ (2D)	$L_z = 62$
Pas de temps		
N = 20		
Premier corps dégradable		
$\% R = 25\%$	$\bar{P}_{comp} = 10^{-3}$	
Type de liaison entre sphères du matériau dégradable : Liaisons « élastiques »		
$k = 0,3$	$\bar{F}_r = 10^{-2}$	$\alpha_{PC} = 0,2$
Mécanisme		
$\bar{V} = 10^{-3}$	$\bar{P} = 10^{-3}$	
Troisième corps		
$\alpha = 0,01$	$\bar{\gamma} = 0$	$\mu = 0$

## Annexe 3.2.

### Caractéristiques par défaut

Géométrie		
Nombre de sphères du matériau dégradable initial : 520		
$L_x = 40$ (20 sphères)	$L_y = 2$ (2D)	$L_z = 56$
Pas de temps		
N = 10		
Premier corps dégradable		
$\% R = 50\%$		
Type de liaison entre sphères du matériau dégradable : Liaisons « Delenne »		
$K_t = 0,3$	$\bar{F}_n^* = 0,01$	$\bar{F}_t^* = 0,004$
Mécanisme		
$\bar{V} = 10^{-3}$	$\bar{P} = 10^{-4}$	
Troisième corps		
$\alpha = 0,01$	$\bar{\gamma} = 0,001$	$\mu = 0,01$

### Annexe 3.3.

#### Caractéristiques par défaut

Géométrie		
Nombre de sphères du matériau dégradable initial : 6236		
$L_x = 32$	$L_y = 52$	$L_z = 41$
Pas de temps		
N = 20		
Premier corps dégradable		
$\% R = 25\%$	$\bar{P}_{comp} = 10^{-3}$	
Type de liaison entre sphères du matériau dégradable : Liaisons « élastiques »		
$k = 0,3$	$\bar{F}_r = 2.10^{-2}$	$\alpha_{PC} = 0,2$
Mécanisme		
$\bar{V} = 5.10^{-3}$	$\bar{P} = 2.10^{-3}$	
Troisième corps		
$\alpha = 0,2$	$\bar{\gamma} = 0$	$\mu = 0$

### Annexe 3.4.

#### Caractéristiques par défaut

Géométrie			
Nombre de sphères du matériau dégradable initial : 640			
$L_x = 40$ (20 sphères)	$L_y = 2$ (2D)	$L_z = 62$	
Pas de temps			
N = 10 pour les simulations avec liaisons « souples » et « Delenne » N = 20 pour la simulation avec liaisons « élastiques »			
Premier corps dégradable			
% R = 25% pour les liaisons « élastiques » et « souples »			
Liaisons « souples »	$\bar{\gamma}_{PC} = 10^{-2}$	$\alpha_{PC} = 0$	
Liaisons « élastiques »	$k = 0,3$	$\bar{F}_r = 10^{-2}$	$\alpha_{PC} = 0,2$
Liaisons « Delenne »	$K_t = 0,3$	$\bar{F}_n^* = 0,01$	$\bar{F}_t^* = 0,004$
Mécanisme			
$\bar{V} = 10^{-2}$		$\bar{P} = 10^{-5}$	
Troisième corps			
$\alpha = 0,01$	$\bar{\gamma} = 0$	$\mu = 0$	

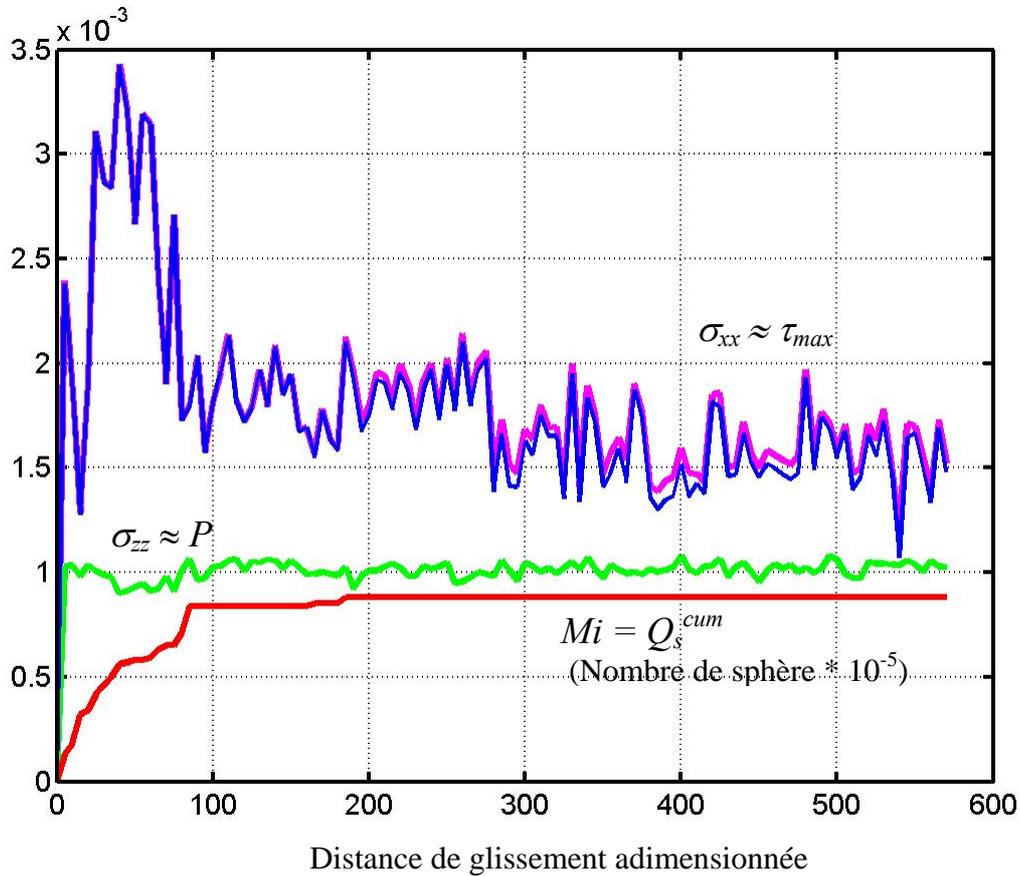
### Annexe 3.5.

#### Caractéristiques par défaut

Géométrie		
Nombre de sphères du matériau dégradable initial : 520		
$L_x = 40$ (20 sphères)	$L_y = 2$ (2D)	$L_z = 56$
Pas de temps		
N = 10		
Premier corps dégradable		
$\% R = 50\%$	$P_{comp} = 10^{-3}$	
Type de liaison entre sphères du matériau dégradable : Liaisons « Delenne »		
$K_t = 0,3$	$\bar{F}_n^* = 0,01$	$\bar{F}_t^* = 0,004$
Mécanisme		
$\bar{V} = 10^{-3}$	$\bar{P} = 10^{-4}$	
Troisième corps		
$\alpha = 0,01$	$\bar{\gamma} = 0,001$	$\mu = 0$

### Annexe 3.6.

Evolution des contraintes dans la peau d'un matériau granulaire lors d'une simulation de dégradation (liaisons de type « élastique »).



Caractéristiques de la simulation ci-dessus

Géométrie		
$L_x = 40$ (20 sphères)	$L_y = 2$ (2D)	$L_z = 62$
Pas de temps		
N = 20		
Premier corps dégradable		
% R = 25%		$\bar{P}_{comp} = 10^{-3}$
Type de liaison entre sphères du matériau dégradable : « Liaisons élastiques »		
$k = 0,3$	$\bar{F}_r = 10^{-2}$	$\alpha_{PC} = 0,2$
Mécanisme		
$\bar{V} = 10^{-3}$		$\bar{P} = 10^{-3}$
Troisième corps		
$\alpha = 0,01$	$\bar{\gamma} = 0,003$	$\mu = 0$

### Annexe 3.7.

#### Caractéristiques par défaut

Géométrie		
Nombre de sphères du matériau dégradable initial : 640		
$L_x = 40$ (20 sphères)	$L_y = 2$ (2D)	$L_z = 62$
Pas de temps		
N = 10		
Premier corps dégradable		
% R = 25%		
Type de liaison entre sphères du matériau dégradable : Liaisons « souples »		
$\bar{\gamma}_{PC} = 10^{-2}$	$\alpha_{PC} = 0$	
Mécanisme		
Situation 1	$\bar{V} = 10^{-3}$	$\bar{P} = 10^{-4}$
Situation 2	$\bar{V} = 10^{-2}$	$\bar{P} = 10^{-5}$
Troisième corps		
$\alpha = 0,01$	$\bar{\gamma} = 0$	$\mu = 0$

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : FILLLOT Prénoms : Nicolas, Louis, Robert	DATE de SOUTENANCE : 18 octobre 2004
TITRE : ETUDE MECANIQUE DE L'USURE - Modélisation par Eléments Discrets des débits de troisième corps solide -	
NATURE : Doctorat Ecole doctorale : MEGA Spécialité : MECANIQUE	Numéro d'ordre : 04ISAL0062
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis	CLASSE :
RESUME :  Les études expérimentales de l'usure se heurtent aux difficultés d'instrumentation in situ des contacts, pénalisant le découplage des paramètres qui gouvernent ce phénomène. Pour contourner ces difficultés, des simulations numériques sont construites, et deviennent un véritable outil de compréhension de l'usure, première étape vers une modélisation prédictive. Pour cela les deux corps en contact et les particules qui en sont issues (troisième corps) sont modélisés par des éléments discrets. Validé expérimentalement, cet outil a permis d'établir des relations entre la production (débit source) et l'éjection (débit d'usure) de particules, et la quantité de troisième corps piégée dans le contact (débit interne). L'écriture de l'équilibre massique de ces débits aboutit à un modèle analytique simple qui repositionne une grande partie des lois classiques d'usure en ajoutant au phénomène de détachement de particules la problématique de l'écoulement de matière à l'intérieur du contact.	
MOTS-CLES : Tribologie, Usure, Eléments Discrets, Troisième Corps Solide.	
Laboratoire de recherche : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Solides (LaMCoS) UMR INSA-CNRS 5514	
Directeur de thèse: M. Yves BERTHIER	
Président de jury : M. Daniel PAULMIER	
Composition du jury : M. Yves BERTHIER      Directeur de Recherche CNRS M. François CHEVOIR      Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées M. Ivan IORDANOFF      Maître de Conférence INSA Lyon M. Daniel PAULMIER      Professeur INPL M. Fahreng RADJAI      Directeur de Recherche CNRS (Rapporteur) M. Andres SOOM      Professeur Univ. New York Buffalo (Rapporteur)	