



**HAL**  
open science

# Dynamique et vibroacoustique du contact rugueux : expérimentation et modélisation

Houcine Ben Abdelounis

► **To cite this version:**

Houcine Ben Abdelounis. Dynamique et vibroacoustique du contact rugueux : expérimentation et modélisation. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Centrale de Lyon, 2010. Français. NNT : 2010ECDL0001 . tel-00564502

**HAL Id: tel-00564502**

**<https://theses.hal.science/tel-00564502>**

Submitted on 9 Feb 2011

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

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

THÈSE

présentée à



L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON  
pour l'obtention du titre de DOCTEUR



*Spécialité: Mécanique*

en 2010

par

**Houcine BEN ABDELOUNIS**

---

**DYNAMIQUE ET VIBROACOUSTIQUE DU CONTACT  
RUGUEUX:  
EXPERIMENTATION ET MODELISATION**

---

Soutenue le 08 janvier 2010, devant la Commission d'Examen composée de:

Pierre-Olivier MATTEI  
François ROBBE-VALLOIRE  
Joël PERRET LIAUDET  
Jean-François ROUCHON  
Andres SOOM  
Alain LE BOT  
Hassan ZAHOUANI

Chargé de Recherche CNRS, LMA (Marseille)  
Professeur, LISMMA, SUPMECA (Paris)  
Maître de Conférence, LTDS, ECL (Lyon)  
Professeur, ENSEEIHT (Toulouse)  
Professeur, Université de Buffalo (USA)  
Chargé de Recherche CNRS, LTDS  
Professeur, LTDS, ENI St Etienne

Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Président  
Directeur de Thèse  
Directeur de Thèse



**ECOLE CENTRALE DE LYON**  
**DIRECTION DE LA RECHERCHE**

*Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches en poste à l'Ecole Centrale de Lyon*

<i>Nom-Prénom</i>	<i>Corps grade</i>	<i>Laboratoire ou à défaut département ECL</i>	<i>Etablissement</i>
AURIOL Philippe	professeur	AMPERE	ECL
BEROUAL Abderrahmane	professeur	AMPERE	ECL
BURET François	maître de conférences	AMPERE	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
MARTELET Claude	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Alain	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
SIMONET Pascal	chargé de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
THOMAS Gérard	professeur	AMPERE	ECL
VOLLAIRE Christian	maître de conférences	AMPERE	ECL

*Nbre Ampère 11*

HELLOUIN Yves	maître de conférences	DER EEA	ECL
LE HELLEY Michel	professeur	DER EEA	ECL

*Nbre DER EEA 2*

GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	professeur	DER STMS	ECL

*Nbre DER STMS 2*

LÔHEAC Jean-Pierre	maître de conférences	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	professeur	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	professeur	ICJ	ECL
MUSY François	maître de conférences	ICJ	ECL
ROUY MIRONESCU Elisabeth	professeur	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	maître de conférences	ICJ	ECL

*Nbre ICJ 7*

DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL
----------------	------------	------	-----

*Nbre ICTT 1*

CALLARD Anne-Ségolène	maître de conférences	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	maître de conférences	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	professeur	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	maître de conférences	INL	ECL
GARRIGUES Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL



JOSEPH Jacques	professeur	INL	ECL
KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
LETARTRE Xavier	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
MARTIN Jean-René	professeur émérite	INL	ECL
O'CONNOR Ian	maître de conférences	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	professeur	INL	ECL
ROBACH Yves	professeur	INL	ECL
SAINT-GIRONS Guillaume	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SEASSAL Christian	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

Nbre INL 20

CHEN Liming	professeur	LIRIS	ECL
-------------	------------	-------	-----

Nbre LIRIS 1

BAILLY Christophe	professeur	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur émérite	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT geneviève	professeur émérite	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	maître de conférences	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GOROKHOVSKI Mikhail	professeur	LMFA	ECL
HENRY Daniel	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
PERKINS Richard	professeur	LMFA	ECL
ROGER Michel	professeur	LMFA	ECL
SCOTT Julian	professeur	LMFA	ECL
SHAO Liang	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIMOENS Serge	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	maître de conférences	LMFA	ECL

Nbre LMFA 23

BENAYOUN Stéphane	professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfried	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	maître de conférences	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL

LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	professeur	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	maître de conférences	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	maître de conférences	LTDS	ECL
SIDOROFF François	professeur	LTDS	ECL
SINOUE Jean-Jacques	maître de conférences	LTDS	ECL
STREMSDOERFER Guy	professeur	LTDS	ECL
THOUVEREZ Fabrice	professeur	LTDS	ECL
TREHEUX Daniel	professeur	LTDS	ECL
VANNES André-Bernard	professeur émérite	LTDS	ECL

**Nbre LTDS 25**

Total HdR ECL

91

*A mes parents,  
A ma femme,  
A mes jumeaux, Hana et Mohamed-Amine  
A mes sœurs  
A mon frère*



## REMERCIEMENTS

Les travaux de ma thèse ont été réalisés au sein du Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS) de l'Ecole Centrale de Lyon.

Deux équipes de recherche ont été impliquées: l'équipe Mécanique des milieux hétérogènes, géomatériaux et procédés de transformation et l'équipe Tribologie, physico-chimie et dynamique des interfaces. J'adresse mes plus vifs remerciements à tout le personnel du laboratoire.

Je remercie Philippe KAPSA, Directeur de Recherche CNRS et ex-Directeur du LTDS et Denis MAZUYER, Professeur d'Universités et présent Directeur du LTDS de m'avoir accueillis au sein du laboratoire LTDS.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance au Professeur Hassan ZAHOUANI, qui m'a fait confiance, m'a soutenu et m'a permis de réaliser cette thèse. J'ai beaucoup d'estime pour lui. J'ai aussi apprécié la liberté qui m'a laissée dans la conduite de ma recherche. Sa disponibilité, son exigence, ses critiques et ses encouragements m'ont permis de mener ce travail à son terme.

Je suis très reconnaissant également à Alain LE BOT, Chargé de Recherche CNRS, pour sa disponibilité, sa rigueur, son ouverture scientifique, ses conseils avisés et toutes les connaissances qui m'a transmises tout au long de ce travail.

Je souhaite remercier vivement Joël Perret Liaudet, Maître des conférences, pour sa disponibilité de tous les jours, les fructueuses discussions que j'ai pu avoir avec lui, sa rigueur scientifique et son aide illimitée.

Un grand merci à tous les membres du jury. Je suis particulièrement reconnaissant à François ROBBE-VALLOIRE, Professeur d'Universités et Pierre-Olivier MATTEI, Chargé de Recherche CNRS pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail.



Je tiens à exprimer ma sincère reconnaissance au Professeur Andres SOOM, de l'Université de Buffalo, USA et le Professeur Jean-François ROUCHON pour avoir accepté de juger mon travail.

Je voudrais remercier toute personne qui a participé de près ou de loin à ce travail, Mohamed Ben Tkaya pour son aide précieuse dans la partie numérique, Gaëtan Bouvard pour la conception mécanique et les longues discussions lors des heures de détente, Roberto Vargiolu pour les mesures interférométriques, Mathieu Guibert pour sa formation Labview, Benoit Nauleau, Didier Roux, Jean Michel Vernet et Yves Ered pour les longues heures d'usinage, Mathieu Skrzypczak et Boyko Stoimenov pour la programmation Matlab, Bertrand Houx et Didier Lacour pour Catia, Khaled Elleuch pour ses précieux conseils et la rédaction des articles, Gérard Meille pour la formation MEB.

Je suis également reconnaissant à Alexandre Danescu pour m'avoir accueilli au bâtiment G8 en tant que ATER. Je le remercie aussi pour sa disponibilité et sa précieuse aide. Je remercie également toute l'équipe de G8 avec laquelle j'ai partagé la salle de TP, Francesco Froiio, Hélène Magoariec, Cecile Nouguier, Nadège Reboul, Eric Vincens et Sylviane Bernat Minana.

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont partagé mon quotidien. Je pense particulièrement à Eric Marcoz, mon co-bureau, Maxime Fougère, Gaëtan Boyer, Fabrice Deleau (Docteur IFP), Cédric Meunier (Docteur Cédos), Cyril Pailler-Mattei (Maître des Conférences), Jean-Christophe Abry (Ingénieur de Recherche), Emmanuel Rigaud (Maître des Conférences), Juliette Cayer Barrioz (Chargé de Recherche CNRS), Younes Kadmiri.

Je pense aussi à mes amis Rached Salhi, Walid Dridi, Noamen Guerhazi et à tous ceux que j'ai oublié de citer.

Enfin, je voudrais remercier mes parents pour leurs sacrifices et leurs encouragements, ma femme pour sa patience, son aide illimitée, sa contribution à ce travail notamment lors de traitement des résultats numériques et la rédaction, et son courage de traverser ces épreuves à mes côtés, Merci Kadija, mes jolis jumeaux d'avoir supporter mon absence, mes sœurs et mon frère pour leur soutien et leurs encouragements.

*Houcine BEN ABDELOUNIS*

---

# TABLE DES MATIÈRES

<b>Nomenclature</b> .....	1
<b>Introduction générale</b> .....	4
 <b>CHAPITRE I</b>	
<b>Étude bibliographique</b>	
I.1. Frottement sec.....	8
I.1.1. Lois classiques du frottement sec: Lois d'Amontons - Coulomb.....	8
I.1.2. Modèle de Bowden et Tabor .....	12
I.1.2.1. Aire réelle de contact.....	12
I.1.2.2. Mécanismes du frottement sec .....	13
a. Effet de l'adhésion .....	13
b. Effet du labourage.....	13
I.1.3. State and rate equation.....	15
I.1.5. loi de frottement retenue pour la simulation numérique.....	15
I.2. Mécanique du contact rugueux.....	16
I.2.1. Approche analytique.....	16
I.2.1.1. Approche statistique du Greenwood et Williamson .....	16
I.2.1.2. Raideurs normale et tangentielle de contact .....	18
I.2.2. Approche numérique .....	19
I.2.2.1. Approche déterministe basée sur une méthode numérique .....	19
I.2.2.2. Modélisation numérique par éléments finis.....	20
a. Méthode de résolution des équations du mouvement .....	21
b. Choix de la taille de maille .....	24
c. Gestion du contact.....	24
I.2.3. Interface multicontact .....	26
I.3. État de surface .....	27
I.3.1. Appareillages de mesure de l'état de surface .....	27
I.3.1.1. Rugosimètre tactile: mesure avec contact mécanique .....	27
I.3.1.2. Interféromètre optique en lumière blanche: mesure sans contact.....	28
I.3.2. Paramètres topographiques utilisés .....	29
I.3.2.1. Écart moyen arithmétique (Ra).....	29
I.3.2.2. Écart moyen quadratique (Rq).....	30
I.3.2.2. Skewness (Rsk).....	30
I.3.2.3. Kurtosis (Rku) .....	30
I.3.2.4. Largeur moyenne des éléments de surface (RSm): .....	30

I.4. Vibroacoustique du contact glissant.....	31
I.4.1. Instabilités de frottement .....	32
I.4.2. Bruit de rugosité .....	33
I.4.2.1. Effet de la rugosité de surface .....	33
a. Niveau de la pression acoustique $L_p$ (dB) .....	33
b. Spectre de fréquence .....	35
I.4.2.2. Effet de la vitesse de glissement.....	36
I.5. Synthèse.....	36

## CHAPITRE II

### **Dynamique et vibroacoustique du contact rugueux: Approche expérimentale**

II.1. Introduction .....	39
II.2. Mesures acoustiques.....	40
II.2.1. Tribomètre acoustique – TriboNoise: conception et réalisation .....	40
II.2.1.1. Enceinte acoustique.....	41
II.2.1.2. Partie mécanique .....	42
a. Porte - échantillon .....	42
b. Motorisation.....	43
II.2.1.3. Instrumentation et acquisition .....	44
II.2.1.4. Caractérisation acoustique.....	45
a. Coefficient d'absorption énergétique .....	45
b. Indice d'affaiblissement acoustique $R$ (dB).....	47
c. Isolement acoustique $D$ (dB).....	47
II.2.1.5. Analyse modale.....	49
a. Enceinte acoustique.....	49
b. Porte-échantillon.....	52
c. Dispositif pour le contact sphère – plan.....	54
II.2.2. Échantillons.....	55
II.2.2.1. Propriétés mécaniques.....	55
II.2.2.2. Topographie des surfaces.....	56
II.2.2.3. Caractérisation dynamique.....	59
a. Analyse modale.....	59
b. Rigidité de contact théorique .....	63
II.2.3. Protocole expérimental.....	64
II.2.4. Résultats .....	65
II.2.4.1. Niveau de pression acoustique et spectre.....	65
II.2.4.2. Variation du niveau de la pression acoustique $L_p$ (dB) en fonction de la rugosité de surface .....	66
a. Géométrie de contact plan / plan.....	66
b. Géométrie de contact sphère / plan.....	67
II.2.4.3. Variation du niveau de la pression acoustique $L_p$ (dB) en fonction de la vitesse de glissement.....	69
a. Géométrie de contact plan / plan.....	69
b. Géométrie de contact sphère / plan.....	70

II.2.4.4. Variation du niveau de la pression acoustique $L_p$ (dB) en fonction du type de matériau frotté.....	72
II.2.4.5. Variation du niveau de la pression acoustique $L_p$ (dB) en fonction des efforts de contact.....	76
II.2.4.6. Raideur de contact et bruit de rugosité.....	79
II.2.4.7. Synthèse .....	83
a. Évolution du bruit de rugosité en fonction de la rugosité de surface $R_a$ et de la vitesse de glissement $V$ .....	83
b. Origine du bruit de rugosité.....	85
II.3. Mesures vibratoires .....	86
II.3.1. Présentation du tribomètre vibratoire.....	86
II.3.2. Échantillons utilisés.....	87
II.3.2.1. Glisseurs .....	87
II.3.2.2. Plaque résonante.....	87
II.3.2.3. État de surface .....	87
II.3.3. Protocole expérimental.....	88
II.3.4. Résultats .....	89
II.3.4.1. Variation du niveau vibratoire $L_v$ (dB) en fonction de la rugosité de surface....	89
II.3.4.2. Variation du niveau vibratoire $L_v$ (dB) en fonction de la vitesse relative de glissement .....	90
II.3.4.3. Variation du niveau vibratoire $L_v$ (dB) en fonction de l'aire apparente de contact .....	91
II.3.5. Conclusion.....	92

## CHAPITRE III

### Bruit de rugosité: Simulation numérique

III.1. Introduction.....	94
III.2. Modèle éléments finis développé.....	94
III.2.1. Loi de frottement choisie .....	94
III.2.2. Système étudié et conditions aux limites .....	94
III.2.3. Convergence en temps et en maillage.....	96
III.2.3.1. Maillage .....	96
III.2.3.2. Étapes de calcul.....	98
III.3. Validation du modèle.....	98
III.3.1. Calcul analytique .....	99
III.3.2. Calcul numérique.....	99
III.4. Étude du frottement dynamique entre surfaces rugueuses réelles .....	102
III.4.1. Dynamique locale du contact rugueux et frottant.....	102
III.4.1.1. Forces locales de contact .....	102
III.4.1.2. Pression de contact et contrainte de cisaillement locales.....	110
III.4.1.3. Longueur réelle de contact.....	112
III.4.2. Paramètres physiques locaux à l'origine du bruit de rugosité .....	114
III.4.2.1. Définition d'un choc mécanique.....	114

III.4.2.2. Impacts dus au frottement entre aspérités de surfaces antagonistes: chocs mécaniques.....	115
III.4.2.3. Fréquence de chocs .....	121
III.4.2.4. Percussion de chocs .....	123
III.4.2.5. Puissance dissipée.....	130
III.4.3. Effet de la rugosité de surface sur le niveau du bruit de rugosité rayonné .....	131
III.4.4. Effet de la vitesse relative de glissement sur le niveau du bruit de rugosité rayonné .....	132
III.5. Synthèse .....	133
 <b>CHAPITRE IV</b>	
<b>Phénoménologie du bruit de rugosité</b>	
IV. 1. Des chocs mécaniques au bruit de rugosité .....	136
IV. 2. Relation bruit de rugosité – rugosité de surface – vitesse de glissement.....	137
IV. 3. Le bruit de rugosité est un phénomène dissipatif .....	139
IV. 4. Bruit de rugosité et raideur de contact.....	141
IV. 5. Conclusions.....	141
 <b>Conclusions &amp; Perspectives</b> .....	143
 <b>Références bibliographiques</b> .....	148
 <b>Annexe</b> .....	156

## NOMENCLATURE

a	Rayon de contact		[m]
A <sub>a</sub>	Aire apparente de contact		[m <sup>2</sup> ]
A <sub>c</sub>	Aire de contact		[m <sup>2</sup> ]
A <sub>i</sub>	Aire de contact d'un spot de contact i		[m <sup>2</sup> ]
A <sub>n</sub>	Aire de contact projetée normalement		[m <sup>2</sup> ]
A <sub>r</sub>	Aire réelle de contact		[m <sup>2</sup> ]
A <sub>t</sub>	Aire de contact projetée tangentiellement		[m <sup>2</sup> ]
c	Vitesse du son dans l'air		[m.s <sup>-1</sup> ]
C <sub>L</sub>	Célérité des ondes longitudinales		[m.s <sup>-1</sup> ]
c <sub>n</sub>	Coefficient dépendant de la forme du matériau		[-]
C <sub>T</sub>	Célérité des ondes transversales		[m.s <sup>-1</sup> ]
c <sub>t</sub>	Coefficient dépendant de l'écroutissage du matériau		[-]
d	Ecart entre deux surfaces		[m]
D <sub>0</sub>	distance nécessaire pour renouveler la population des microcontacts		[m]
D (dB)	Isolement acoustique		[dB]
E	Modules d'Young		[MPa]
E*	Module d'Young réduit	$\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$	[MPa]
E <sub>v</sub>	Energie vibratoire		[J]
F <sub>ad</sub>	Force d'adhésion		[N]
f <sub>c</sub>	Fréquence critique		[Hz]
F <sub>d</sub>	Force dynamique de frottement		[N]
F <sub>def</sub>	Force de déformation plastique ou de labourage		[N]
F <sub>n</sub>	Force normale		[N]
F <sub>s</sub>	Force de frottement statique		[N]
F <sub>t</sub>	Force de frottement		[N]
G	Module de cisaillement	$G = \frac{E}{2(1+\nu)}$	[MPa]
h	Profondeur d'usure ou de pénétration		[m]
H	Dureté du matériau		[MPa]
I	Percussion de choc		[N.s]
K <sub>exp</sub>	Rigidité de contact expérimentale		[Nm <sup>-1</sup> ]
K <sub>G&amp;W</sub>	Rigidité de contact estimée par le modèle de G & W		[Nm <sup>-1</sup> ]
K <sub>n</sub>	Raideur normale		[Nm <sup>-1</sup> ]
K <sub>r</sub>	Raideur du ressort		[Nm <sup>-1</sup> ]
K <sub>t</sub>	Raideur tangentielle		[Nm <sup>-1</sup> ]
L <sub>p</sub>	Niveau de la pression acoustique		[dB]
L <sub>v</sub>	Niveau de la vitesse vibratoire		[dB]
m	Masse		[kg]
m <sub>e</sub>	Masse équivalente		[kg]
m <sub>i</sub>	Masse du solide i		[kg]



$m_T$	Masse totale		[kg]
$N$	Nombre total d'aspérités de surface		[-]
$N_c$	Nombre d'aspérités en contact		[-]
$n_c$	fréquence des chocs		[chocs /s]
$p$	Pression de contact		[Pa]
$p_0$	Pression de transition élastique / plastique du matériau		[Pa]
$P_a$	Puissance acoustique		[W]
$P_f$	Puissance dissipée par frottement		[W]
$p_m$	Pression de contact maximale		[Pa]
$P_v$	Puissance vibratoire dissipée		[W]
$R$	Indice d'affaiblissement acoustique		[dB]
$R^*$	Rayon de courbure équivalent	$\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$	[m]
$S$	Surface		[m <sup>2</sup> ]
$T$	Durée de frottement		[s]
$t$	Temps		[s]
$T_r$	Durée de réverbération		[s]
$\dot{u}$	Vitesse vibratoire instantanée		[m.s <sup>-1</sup> ]
$V$	Vitesse de glissement		[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_0$	Vitesse de référence		[m.s <sup>-1</sup> ]
$\dot{x}$	Vitesse instantanée de glissement		[m.s <sup>-1</sup> ]
$z$	Hauteur d'une aspérité		[m]
$\lambda$	Longueur d'onde		[m]
$\nu$	Coefficient de poisson du matériau		[-]
$\alpha$	Angle d'attaque		[°]
$\alpha_{ene}$	Coefficient d'absorption énergétique		[-]
$\alpha_{sab}$	Coefficient d'absorption Sabine		[-]
$\phi$	Variable d'état dans le modèle de Dieterich		[-]
$\beta$	Rayon de courbure moyen d'aspérités de surface		[m]
$\eta$	Facteur de perte par amortissement (Damping loss factor)		[-]
$\mu$	Coefficient de frottement		[-]
$\mu_0$	Coefficient de frottement à la vitesse de référence $V_0$		[-]
$\mu_{ad}$	Coefficient de frottement dû à l'adhésion		[-]
$\mu_d$	Coefficient de frottement dynamique		[-]
$\mu_{def}$	Coefficient de frottement dû à la déformation		[-]
$\mu_s$	Coefficient de frottement statique		[-]
$\delta$	Déformation ou écrasement ou rapprochement		[m]
$\theta$	Angle au sommet d'une aspérité de surface		[°]
$\theta_s$	Demi angle au sommet d'une aspérité de surface supposée conique		[°]
$\tau$	Contrainte de cisaillement		[MPa]
$\tau_c$	Temps de contact ou durée de choc		[s]
$\rho$	Masse volumique		[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\rho_0$	Densité d'air		[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\sigma_n$	Contrainte normale de contact		[MPa]
$\sigma_{rad}$	Facteur de rayonnement acoustique		[-]
$\sigma_t$	Contrainte tangentielle de contact		[MPa]

## **Introduction générale**

## *Introduction générale*

Le bruit de rugosité, lié à la rugosité des surfaces frottées, est un bruit large bande de niveau sonore relativement faible et dont les conséquences sont rarement désagréables. Se frotter les mains, se limer les ongles, limer les petites bavures après usinage, feuilletter un livre, polir une surface à l'aide des papiers abrasifs, frotter deux surfaces rugueuses l'une contre l'autre sous faible chargement sont autant d'exemples qui illustrent le phénomène de bruit de rugosité.

Les applications qui font appel aux mécanismes du bruit de rugosité sont relativement récentes et peu nombreuses du fait de l'incompréhension encore de la phénoménologie de ce type de bruit et de son origine physique. Parmi ces applications nous citons la technique de mesure de la rugosité de surface en mesurant le bruit rayonné lors du frottement d'un stylus contre la surface à caractériser<sup>1</sup>. Dans d'autres applications, la signature acoustique du bruit de rugosité est révélatrice de l'état de douceur de la peau humaine ou du soyeux des cheveux. En faisant glisser une sonde acoustique, développée au Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS) par Zahouani et *al.*<sup>2</sup>, sur la peau humaine ou sur des cheveux, le bruit émis permet d'identifier l'effet du vieillissement cutané ou de l'hydratation de la peau humaine avec différents produits cosmétiques. C'est un véritable outil à évaluer l'effet de crèmes rajeunissantes ou hydratantes sur le relief cutané mais aussi à tester la douceur de papiers toilette, l'efficacité d'après-shampoings sur les cheveux ou encore celle d'adoucissants sur des serviettes-éponges.

Malgré l'importance économique et scientifique de ces applications, la phénoménologie du bruit de rugosité est encore très lacunaire et ses mécanismes sont toujours mal connus.

L'étude du bruit de rugosité est un sujet pluridisciplinaire faisant intervenir la tribologie (frottement), la dynamique (vibrations) et l'acoustique (rayonnement acoustique). Ce bruit naît du contact glissant. Donc la compréhension du contact et tout particulièrement la dynamique locale au niveau des zones de contact (variation des forces locales de contact, pression de contact, durée de contact, fréquence d'impact, intensité d'impact...) est

---

<sup>1</sup> Surface-roughness Measurement Using Dry Friction Noise, M.O. Othman, A.H. Elkholy, Exp.Mec. (1990) 309-312.

<sup>2</sup> Sonde Tribo-acoustique pour l'Evaluation de l'Etat de Surface de la Peau et des Phanères, H. Zahouani, R. Vargiolu, A. Mavon, Brevet international CNRS: FR0402283.

primordiale pour la compréhension de la phénoménologie du bruit de rugosité et le déchiffrement de ses mécanismes fondamentaux.

L'objectif de cette thèse est donc d'étudier le contact entre deux surfaces rugueuses animées d'une vitesse de glissement et soumises à un faible chargement, afin d'identifier et comprendre l'origine physique des mécanismes responsables de la génération du bruit de rugosité et d'établir des éventuelles relations entre le bruit rayonné et certains paramètres de contact tels que la rugosité des surfaces frottées, la vitesse relative de glissement, les efforts de contact ou l'aire de contact.

Le contact étant un espace confiné, il est quasiment impossible de l'instrumenter expérimentalement à l'échelle locale pour pouvoir étudier sa dynamique locale. La simulation numérique en éléments finis est ainsi un outil performant et adéquat pour résoudre ce problème et permettre l'accès aux différents paramètres locaux de contact. Elle permet également une étude statistique complète des impacts entre aspérités antagonistes.

Ce mémoire de thèse est composé de quatre chapitres.

Le **chapitre I** est une étude bibliographique sur la vibroacoustique du contact avec frottement sec. Il est composé de quatre parties portant sur les lois du frottement sec, la mécanique du contact, la rugosité de surface et enfin le bruit de frottement sec à savoir les instabilités mécaniques et le bruit de rugosité.

Le **chapitre II** est dédié à l'étude expérimentale mise en place pour établir les lois empiriques entre le niveau de bruit rayonné, la rugosité des surfaces frottées et la vitesse de glissement. Ce chapitre permet d'étudier également l'effet de différents paramètres, pouvant intervenir dans ces lois, à savoir la géométrie de contact, la dynamique des surfaces frottées, l'aire de contact, la raideur des matériaux utilisés, la charge normale appliquée, la force de frottement ou le type de traitement de surface réalisé. Deux types de mesures ont été réalisées: mesures acoustiques et mesures vibratoires. L'approche acoustique a été réalisée à l'aide d'un dispositif expérimental "TriboNoise" conçu et réalisé pour permettre de mesurer le niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement pour deux géométries de contact (plan / plan et sphère / plan), pour différentes charges normales, pour deux procédés de traitement des surfaces (sablage et électro-érosion) et pour trois matériaux différents (acier, aluminium et cuivre).

Les mesures vibratoires ont été réalisées sur un deuxième dispositif expérimental afin de valider les lois de variation du niveau du bruit de rugosité rayonné en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement. Elles permettent aussi de mesurer le niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de l'aire apparente de contact.

Si ces deux dispositifs expérimentaux développés permettent de mesurer simultanément le niveau du bruit de rugosité rayonné, le niveau vibratoire, les efforts de frottement, ils ne permettent pas l'accès aux paramètres locaux de contact et les paramètres statistiques d'impacts entre les aspérités antagonistes.

Cette difficulté est surmontée en développant une approche numérique permettant d'étudier le contact frottant. Cette étude numérique est présentée au niveau du **chapitre III**. Ainsi, dans une première partie, nous décrivons le modèle numérique développé. Ensuite, nous présentons les résultats obtenus. Nous commençons par étudier la dynamique locale du contact frottant. Ensuite, nous étudions les paramètres influençant le bruit généré à savoir la fréquence et la percussion des chocs entre aspérités antagonistes, la puissance vibratoire dissipée, la rugosité de surface et la vitesse relative de glissement. A ce terme, une confrontation expérimental / numérique sera également établie.

Le **chapitre IV** est une synthèse sur l'origine physique du bruit de rugosité. La relation bruit de rugosité – paramètres tribologiques et dynamiques de contact (rugosité de surface, vitesse de glissement, fréquence des chocs, raideur de contact) est discutée. Une approche énergétique permettant d'expliquer l'évolution du niveau sonore en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement est également présentée.

# **Chapitre I**

## **Étude bibliographique**

---

Ce premier chapitre est une étude bibliographique sur la vibroacoustique du contact avec frottement sec. Nous présentons dans une première partie, les lois du frottement sec. Nous aborderons ensuite deux approches de la mécanique de contact à savoir l'approche analytique et l'approche numérique. Nous décrivons, dans une troisième partie les appareils de mesure ainsi que les paramètres topographiques utilisés pour caractériser les surfaces étudiées. Enfin, la quatrième partie est consacrée à l'étude du bruit de frottement sec, à savoir les instabilités mécaniques et le bruit de rugosité.

---



## Chapitre I: Étude bibliographique

Lors d'un contact glissant entre deux solides, plusieurs phénomènes peuvent avoir lieu, à savoir:

- le frottement, qu'il soit sec ou lubrifié;
- l'usure des surfaces (rayures, labourage, arrachement des grains...);
- l'échauffement des zones de contact;
- le transfert de matière, notamment dans le cas de formation des jonctions adhésives au niveau des points de contact;
- les vibrations générées dans les deux corps en frottement. La présence de ces vibrations est responsable d'une émission sonore. Ce bruit rayonné dépend largement de la topographie et les matériaux des surfaces frottées, de la vitesse relative de glissement, mais aussi des efforts de contact.

Dans cette étude, nous nous limitons à la vibroacoustique du contact avec frottement sec entre surfaces rugueuses. Nous allons donc davantage développer dans ce premier chapitre les lois du frottement sec et de la mécanique du contact. Nous présentons ensuite quelques notions sur la rugosité de surface pour terminer par une étude bibliographique sur le bruit du frottement sec.

### I.1. Frottement sec

Le frottement sec désigne l'ensemble des phénomènes qui naissent dans la zone de contact entre deux corps, en l'absence de lubrification, et qui s'opposent au glissement de ces corps. S'il y a glissement relatif entre les deux corps en contact, on parle du frottement dynamique, sinon le frottement est dit statique. La compréhension des mécanismes entrant en jeu est restée longtemps très lacunaire, malgré l'intérêt porté à ce problème depuis déjà de nombreuses années. Ce n'est que ces dernières décennies, grâce à l'accumulation de données expérimentales et de résultats théoriques, que des progrès importants ont été faits.

#### *I.1.1. Lois classiques du frottement sec: Lois d'Amontons - Coulomb*

Les premiers travaux que l'on connaît sur le frottement sont ceux de Léonard de Vinci au début du 16<sup>ème</sup> siècle [1]. Mais, il faut attendre 200 ans pour que ces travaux aient un statut

académique. En effet, Amontons, en 1699 [2], puis Coulomb, en 1780 [3], ont été les premiers à formuler les lois du frottement solide que nous connaissons actuellement.

Les lois d'Amontons se résument en deux postulats:

- La force de frottement  $F_t$  est proportionnelle à la charge normale appliquée  $F_n$ .
- La force de frottement  $F_t$  est indépendante de la surface apparente de contact.

La première loi d'Amontons montre qu'il n'y aura pas glissement entre deux solides en contact, tant que la force tangentielle  $F_t$ , nécessaire pour déplacer le solide, est inférieure à une force minimale  $F_s$ . Lorsque la force tangentielle atteint cette valeur seuil, le solide glisse.

$$F_s = \mu_s F_n \quad (\text{I-1})$$

$\mu_s$  est appelé coefficient de frottement statique.

Une fois le solide mis en mouvement, une force  $F_d$  est nécessaire pour maintenir le glissement à vitesse constante. L'expérience montre que cette force est également proportionnelle à la charge normale appliquée:

$$F_d = \mu_d F_n \quad (\text{I-2})$$

$\mu_d$  définit le coefficient de frottement dynamique.  $\mu_d$  est généralement plus petit que  $\mu_s$ .

$$\mu_d \leq \mu_s \quad (\text{I-3})$$

Selon la deuxième loi, l'aire apparente de contact n'influe pas sur la force de frottement  $F_t$ . En reprenant les expériences de Léonard de Vinci (Figure I-1), Amontons a constaté empiriquement que quelque soit la surface glissante d'un bloc, son frottement est uniquement proportionnel à son poids.

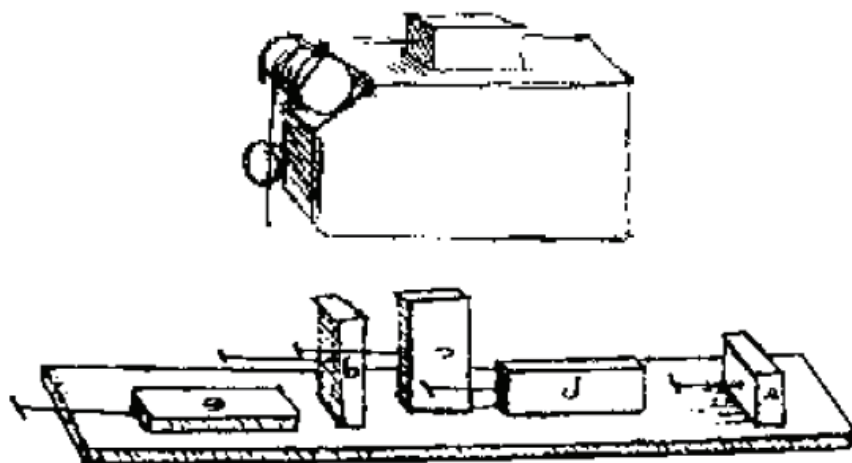
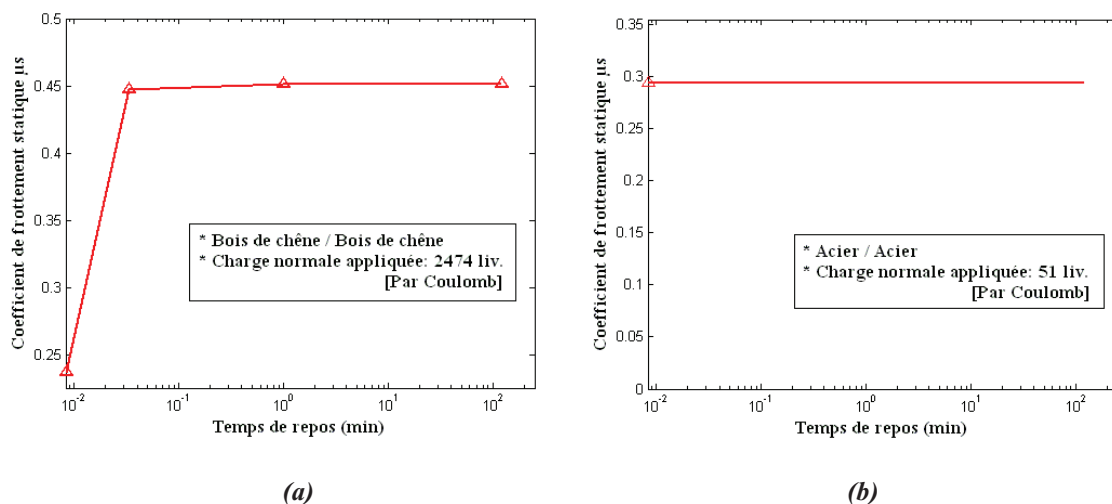


Figure I-1: Gravures originales illustrant les expériences de Léonard de Vinci [4]. Le frottement est indépendant de la surface apparente de contact et est proportionnel uniquement au poids du bloc glissé.

Ce résultat très contre-intuitif a défié l'imagination des scientifiques plusieurs siècles avant que Bowden et Tabor [5] n'en proposent une explication tenant compte de l'effet de la rugosité des surfaces en contact, paramètre non considéré dans la théorie d'Amontons – Coulomb. Nous reviendrons plus loin sur ce « mystère de la rugosité de surface ».

En 1780, suite à des nombreuses expériences, C. A. Coulomb [3] a confirmé les deux lois d'Amontons: « *le rapport de la pression au frottement est toujours une quantité constante, et que la grandeur des surfaces n'y influe que d'une manière insensible* ».

Il a étudié également l'effet du temps de repos sur la force maximale nécessaire pour vaincre le frottement pour différents types de matériaux. Il a montré ainsi, dans le cas du frottement du bois contre du bois (Figure I-2 (a)) que le coefficient de frottement statique  $\mu_s$  croît pendant quelques secondes, puis il atteint sa limite après une ou deux minutes de repos. Dans le cas des métaux, la longueur du temps de repos n'augmente pas le frottement (Figure I-2 (b)) et le coefficient de frottement statique  $\mu_s$  est le même aussi bien pour les surfaces en mouvement que celles que l'on veut sortir de l'état de repos. Coulomb [3] écrit: « *en général, lorsque les métaux glissent sans enduit l'un sur l'autre, le frottement se trouve absolument le même pour les surfaces en mouvement, et pour celles que l'ont veut sortir de l'état de repos* ».



**Figure I-2: Evolution du coefficient du frottement statique  $\mu_s$  en fonction du temps de repos par Coulomb [3]- (p. 9 et p. 21). (a) Frottement bois / bois, la charge normale appliquée, masse du traîneau compris, est de 2474 liv. (b) Frottement acier / acier, la charge normale appliquée, masse du traîneau compris, est de 51 liv. Coulomb n'observe pas de différence entre 1/2" de repos et un temps plus long.**

Aux deux premières lois d'Amontons, Coulomb [3] a ajouté une troisième loi:

- Dans le cas des métaux, la force de frottement est indépendante de la vitesse de glissement. Cette loi reste valable dans le cas du frottement entre les bois. Cependant, elle atteint ses limites lors du frottement entre deux matériaux différents, tels que les bois et les métaux. « *Ce n'est pas encore tout; dans les bois glissant sans enduit sur les bois, et dans les métaux glissant sur les métaux, la vitesse n'influe que très peu sur les frottements* » (Article 95 de Coulomb [3]).

Lors du frottement entre des métaux, la force de frottement dynamique est égale à la force de frottement statique nécessaire pour vaincre le frottement après un temps donné de repos ( $\mu_d = \mu_s$ ) (Figure I-3 (b)). Par contre, dans le cas du frottement entre les bois, les forces de frottement statiques sont souvent quadruples des forces de frottement dynamiques ( $\mu_s \approx 4 \mu_d$ ) (Figure I-3 (a)). « *... nous trouvons que, dans les bois, les forces nécessaires pour vaincre les frottements, ou pour ébranler le traîneau après un certain temps de repos, sont souvent quadruples de celles nécessaires pour entretenir le mouvement continu uniforme du traîneau: ici (frottement entre métaux) l'on trouve la même intensité de frottement, soit qu'il faille détacher les surfaces après un temps quelconque de repos, soit qu'il faille entretenir une vitesse uniforme*». (Article 87 de Coulomb [3]).

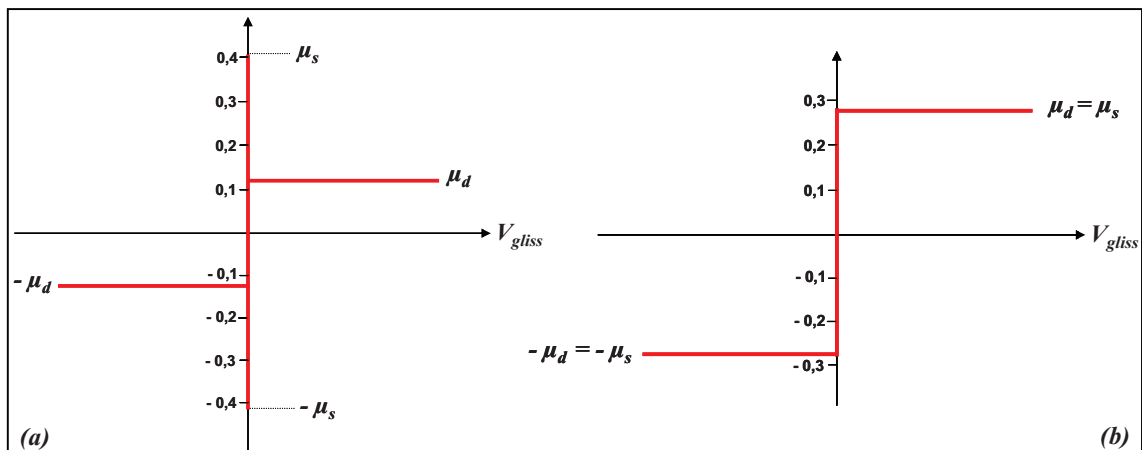


Figure I-3: Lois idéalisées des coefficients de frottement statique et dynamique selon Coulomb. (a) Frottement bois / bois, (b) Frottement acier / acier.

Il est à noter ici, que les lois d'Amontons-Coulomb restent toutefois empiriques, et n'apportent aucun renseignement quant à la nature des mécanismes responsables du frottement solide et ne tiennent pas compte de l'effet de la rugosité des surfaces frottées.

### I.1.2. Modèle de Bowden et Tabor

#### I.1.2.1. Aire réelle de contact

C'est grâce à Bowden et Tabor [5] dans les années 50, qu'une interprétation du frottement, faisant intervenir la rugosité et les propriétés physiques des matériaux en contact a vu la lumière. Ces auteurs ont ainsi présenté les choses: "Les surfaces, même les plus polies, sont grossières à l'échelle atomique et en les plaçant en regard c'est comme si vous retourniez la Suisse et la disposiez au-dessus de l'Autriche". Cette rugosité de surface fragmente l'aire apparente de contact de deux surfaces antagonistes en une multitude de microcontacts (Figure I-4).

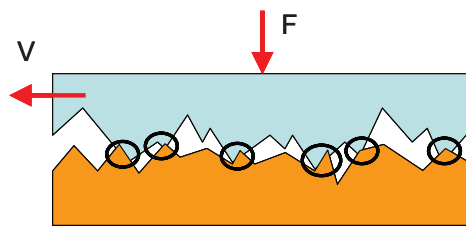


Figure I-4: Contact entre deux surfaces rugueuses

Ainsi, le contact effectif s'effectue uniquement au niveau des aspérités de surfaces et par suite l'aire de contact réelle  $A_r$  sera généralement beaucoup plus petite que l'aire apparente  $A_a$ . Le rapport  $A_r / A_a$  entre la surface réelle et celle apparente dépend des propriétés mécaniques des solides en contact et de la charge normale appliquée. Ainsi, Bowden et Tabor ont trouvé, pour deux surfaces planes d'acier, que  $A_r / A_a = 10^{-5}$  pour une charge normale appliquée  $F_n = 20$  N et  $5 \times 10^{-4}$  pour  $F_n = 1000$  N. Pour cette même charge normale ( $F_n = 1000$  N), Dieterich et Kilgore [6] ont trouvé un rapport  $A_r / A_a = 10^{-2}$  dans le cas d'un contact entre surfaces faites en PMMA. Leurs mesures ont été réalisées optiquement.

Lors du frottement entre surfaces rugueuses, l'aire réelle de contact  $A_r$  est la somme de toutes les zones de contact établies au niveau des aspérités effectivement en contact sous un chargement normal donné. Si la déformation de ces aspérités est essentiellement plastique, l'aire réelle de contact est directement proportionnelle à la force normale appliquée  $F_n$  selon la relation suivante:

$$A_r = \frac{F_n}{p_0} \quad (\text{I-4})$$

où  $p_0$  est la pression de transition élastique / plastique du matériau en contact le plus mou.

### 1.1.2.2. Mécanismes du frottement sec

Le modèle de Bowden et Tabor [5] suppose que le frottement sec entre deux surfaces rugueuses est dû essentiellement à deux processus physiques fondamentaux: le cisaillement des microjonctions adhésives formées au niveau des points de contact et le labourage des surfaces par les aspérités.

La force du frottement sec est ainsi la somme d'une force de cisaillement due à l'adhésion et d'une force de déformation due au labourage [5, 7]:

$$F_t = F_{ad} + F_{def} \quad (I-5)$$

#### a. Effet de l'adhésion

La force d'adhésion  $F_{ad}$ , dépend des matériaux mis en contact. En effet, lors du contact, des liaisons atomiques se créent au niveau des points de contact des surfaces antagonistes. La force d'adhésion appelée aussi force de séparation ou de cisaillement est la force nécessaire pour briser ces microjonctions adhésives ainsi créées.

Si la pente des aspérités des surfaces est suffisamment faible, le processus de cisaillement des microjonctions adhésives est dominant ( $F_t = F_{ad}$ ). La force de frottement est donc la force de cisaillement permettant de rompre ces jonctions adhésives.

$$F_t = F_{ad} = \tau A_r \quad (I-6)$$

Avec  $\tau$  est la contrainte de cisaillement des microjonctions formées.

Ainsi, à partir des équations (I-4) et (I-6) la proportionnalité entre la force de frottement et la charge normale peut s'écrire sous la forme suivante:

$$F_{ad} = \tau \frac{F_n}{P_0} \quad (I-7)$$

Dans ce cas, le coefficient de frottement, dû à l'adhésion, est donné par:

$$\mu_{ad} = \frac{F_{ad}}{F_n} = \frac{\tau}{P_0} \quad (I-8)$$

#### b. Effet du labourage

Les forces de déformation plastique dites aussi de labourage  $F_{def}$  sont dues au labourage des surfaces par les aspérités antagonistes. L'importance du labourage est fonction de la topographie des surfaces en contact. Si on considère que les aspérités sont coniques de demi angle au sommet  $\theta_s$  (Figure I-5), les expressions de l'effort normal et tangentiel s'écrivent:



$$F_n = A_n \sigma_n = \pi a^2 c_n p_0 \quad (\text{I-9})$$

$$F_t = A_t \sigma_t = a h c_t p_0 \quad (\text{I-10})$$

avec  $A_n$  et  $A_t$  sont les aires de contact projetées normalement et tangentiellement,  $a$  est le rayon de contact ( $a = h \cdot \tan \theta_s$ ),  $\sigma_n$  et  $\sigma_t$  sont respectivement la contrainte normale et tangentielle de contact,  $c_n$  et  $c_t$  sont des coefficients dépendant de la forme et de l'écroissage du matériau (typiquement  $c_n = 3$  et  $c_t = 6$ ).

À partir de (I-9) et (I-10), le coefficient de frottement dû à la déformation est donné par:

$$\mu_{def} = \frac{F_t}{F_n} = \frac{2}{\pi \cdot \tan \theta_s} \quad (\text{I-11})$$

Généralement, la plupart des auteurs estiment que dans le cas des métaux, la composante due à la déformation plastique est négligeable. Ainsi, Roizard [8] a montré que dans le cas d'essais de type étirage – plan, la composante due à la déformation plastique des aspérités ne correspond au maximum qu'à 6 % du coefficient de frottement global mesuré. Ces essais ont été réalisés sur des tôles d'acier doux grenillées et pour des pressions apparentes de contact élevées (de 30 à 120 MPa).

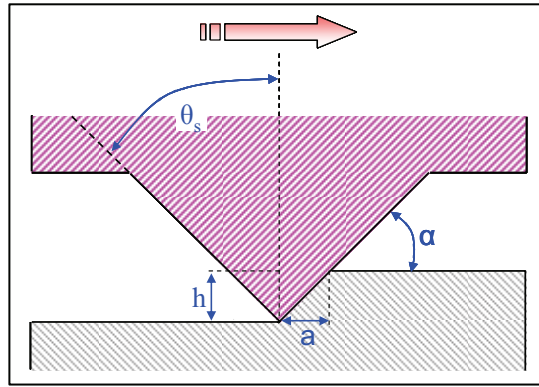


Figure I-5: Modèle d'une aspérité. ( $\alpha$  est l'angle d'attaque,  $\theta_s$  est le demi angle au sommet du cône représentant la rugosité,  $h$  est la profondeur d'indentation et  $a$  est le rayon de contact).

Enfin, si on tient compte de deux processus d'adhésion et du labourage, le coefficient de frottement est donné par [5, 9]:

$$\mu = \mu_{ad} + \mu_{def} = \frac{\tau}{p_0} + \frac{2}{\pi \cdot \tan \theta_s} \quad (\text{I-12})$$

### 1.1.3. State and rate equation

Plusieurs résultats expérimentaux et formules empiriques dérivés de la loi de Coulomb ont fait intervenir la variation du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement. Ainsi, les lois obtenues par Rabinowicz [10, 11], Kragelski [12], Rice et *al.* [13] font apparaître un coefficient de frottement qui dépend de la vitesse relative entre les deux solides en contact. Ainsi, en se basant sur les résultats de Dieterich [14], Rice et *al.* [13] ont proposé un modèle phénoménologique du frottement non stationnaire, dans lequel la force de frottement dépend de la vitesse instantanée de glissement  $\dot{x}$  et d'une variable d'état  $\phi$  :

$$\begin{cases} F_t(\dot{x}, \phi) = F_n \left[ \mu_0 + A \ln\left(\frac{\dot{x}}{V_0}\right) + B \ln\left(\frac{\phi V_0}{D_0}\right) \right] \\ \frac{d\phi}{dt} = 1 - \frac{\dot{x} \phi}{D_0} \end{cases} \quad (\text{I-13})$$

où  $A$  et  $B$  sont deux constantes positives à déterminer expérimentalement,  $\mu_0$  est le coefficient de frottement à la vitesse de référence  $V_0$  et  $D_0$  est la distance nécessaire pour renouveler la population des microcontacts [14].

Pour tenir compte de l'effet de la vitesse de glissement  $\dot{x}$  et de la variable d'état  $\phi$ , ce modèle introduit deux termes correctifs du coefficient de frottement  $\mu_0$ . Le terme  $A \ln(\dot{x})$  traduit les variations instantanées de la force de frottement avec la vitesse, à  $\phi$  constant. Alors que le terme  $B \ln(\phi)$  décrit l'augmentation de la force de frottement avec la variable  $\phi$ .

L'évolution instantanée de la variable d'état  $\phi$  est donnée par:  $d\phi/dt = 1 - \dot{x}\phi/D_0$ . Nous distinguons ainsi deux cas différents:

- si la vitesse instantanée de glissement est nulle,  $\dot{x} = 0$  alors  $d\phi/dt = 1$  et par conséquent  $\phi = t$ . La variable dynamique  $\phi$  évolue de la même façon que le temps passé à l'arrêt;
- si le glissement est stationnaire ( $\dot{x} = V$ ) alors  $d\phi/dt = 0$  d'où  $V\phi/D_0 = 1$ , donc  $\phi = D_0/V$  correspond au temps de vie de l'ensemble des microcontacts en glissement stationnaire.

### 1.1.5. loi de frottement retenue pour la simulation numérique

Dans le cadre des simulations numériques du frottement sec entre surfaces rugueuses, nous utilisons la loi classique de Coulomb. Ce modèle est simple à mettre en œuvre. En plus, si les contraintes normales appliquées sont faibles et l'algorithme de contact utilisé est précis, ce

modèle donne également une très bonne description des phénomènes physiques se produisant au niveau de la zone de contact [15, 16].

## **I.2. Mécanique du contact rugueux**

Deux approches seront détaillées dans cette première partie: une approche analytique, basée sur la théorie de Greenwood et Williamson, et une approche numérique déterministe et par éléments finis.

### *I.2.1. Approche analytique*

#### *I.2.1.1. Approche statistique du Greenwood et Williamson*

Pour remédier aux lacunes de la théorie de Bowden et Tabor, Greenwood et Williamson [17] ont proposé en 1966 un modèle faisant intervenir les caractéristiques géométriques des surfaces en contact. Ce modèle suppose que:

- Le nombre d'aspérités par unité de surface est  $N$ .
- Toutes les aspérités de surfaces ont le même rayon de courbure  $\beta$ .
- Les aspérités de surface sont indépendantes, c'est-à-dire suffisamment éloignées les unes des autres pour que leur comportement individuel soit décrit par la théorie de Hertz [18, 19].
- Les hauteurs d'aspérités  $z$  sont distribuées aléatoirement selon une loi  $\Phi(z)$  conventionnellement centrée en zéro.

La théorie de Hertz, dans le cas du contact entre une sphère élastique de rayon  $\beta$  et un plan indéformable et lisse, permet, en fonction de l'écrasement  $\delta$ , d'estimer le rayon de contact  $a$  et la charge normale appliquée  $F_n$ .

$$a = (\beta\delta)^{1/2} \quad (\text{I-14})$$

$$F_n = \frac{4}{3} E^* \beta^{1/2} \delta^{3/2} \quad (\text{I-15})$$

Où  $E^*$  est le module d'Young réduit tel que:  $\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\nu_1$  et  $\nu_2$  sont respectivement les modules d'Young et les coefficients de poisson de deux matériaux en contact.

Le modèle de Greenwood et Williamson considère un contact statique entre un plan rigide et une surface rugueuse (Figure I-6) formée de  $N$  aspérités. Si  $d$  est la distance séparant les deux

surfaces de contact pour une charge normale donnée, la probabilité pour qu'une aspérité de hauteur  $z$  entre effectivement en contact est:

$$prob(z > d) = \int_d^{\infty} \Phi(z) dz \quad (I-16)$$

Le nombre de spots de contact est donc:

$$N_c = N \int_d^{\infty} \Phi(z) dz \quad (I-17)$$

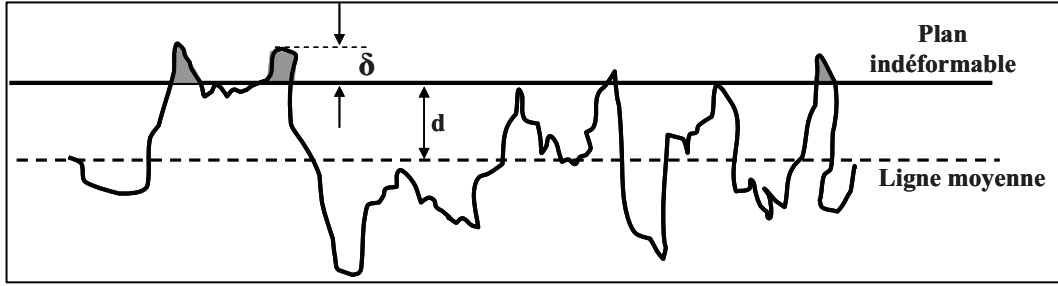


Figure I-6: Contact entre surface rugueuse et un plan rigide

Si  $\delta = z - d$  est la déformation au niveau d'un spot  $i$  quelconque, l'aire de contact de ce spot est donnée par la relation suivante:

$$A_i = \pi \beta \int_d^{\infty} (z - d) \Phi(z) dz \quad (I-18)$$

L'aire réelle totale de contact est:

$$A_r = \pi N \beta \int_d^{\infty} (z - d) \Phi(z) dz \quad (I-19)$$

Et la force normale appliquée au niveau de tous les spots de contact est:

$$F_n = \frac{4}{3} NE^* \beta^{1/2} \int_d^{\infty} (z - d)^{3/2} \Phi(z) dz \quad (I-20)$$

Si on suppose que la distribution des hauteurs des aspérités est exponentielle d'écart type  $s$ :

$$\Phi(z) = \frac{1}{s} \exp\left(-\frac{z}{s}\right) \quad (I-21)$$

Les équations précédentes deviennent:

$$N_c = Ne^{-d/s} \quad (I-22)$$

$$A_r = \pi N \beta s e^{-d/s} \Gamma(2) \quad (I-23)$$

$$F_n = \frac{4}{3} NE^* s (\beta s)^{1/2} e^{-d/s} \Gamma(5/2) \quad (I-24)$$

avec  $\Gamma(x) = \int_0^{+\infty} t^{x-1} e^{-t} dt$ .

L'aire réelle de contact est donc proportionnelle à la charge normale  $F_n$ .

$$A_r = \frac{(\pi\beta s)^{1/2}}{E^* s} F_n \quad (\text{I-25})$$

de même que le nombre de microcontacts:

$$N_c = \frac{F_n}{(\pi\beta s)^{1/2} E^* s} \quad (\text{I-26})$$

Le modèle de Greenwood et Williamson explique ainsi la proportionnalité entre l'aire réelle de contact et la charge normale appliquée comme une conséquence des propriétés topographiques des surfaces. Le cas limite de la déformation plastique de l'ensemble des aspérités correspond à l'hypothèse de Bowden et Tabor.

### 1.2.1.2. Raideurs normale et tangentielle de contact

A partir du modèle de Greenwood et Williamson [17], il est possible de calculer la raideur normale du contact entre deux surfaces rugueuses. Ainsi, par dérivation de l'équation (I-20) par rapport à  $d$  pour  $F_n = F_s$  ( $F_s$ : charge normale statique), la raideur normale peut s'écrire sous la forme suivante:

$$K_n = \frac{\partial F_n}{\partial d} = 2NE^* \beta^{1/2} \int_d^\infty (z-d)^{1/2} \phi(z) dz \quad (\text{I-27})$$

Lorsqu'on applique sur les solides une force tangentielle  $F_t$ , deux situations de glissement peuvent être considérées: un microglissement, pour  $F_t \leq F_{ts}$ , où  $F_{ts}$  est le seuil statique, et un macroglissement quand le régime dynamique est établi.

Dans le cas du microglissement, Mindlin [20] définit la raideur tangentielle entre deux solides élastiques, de mêmes propriétés mécaniques par:

$$K_t = 4a \frac{G}{2-\nu} = \frac{2aE}{(2-\nu)(1+\nu)} \quad (\text{I-28})$$

où  $a$  est le rayon de contact,  $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$  est le module de cisaillement,  $E$  est le module d'Young et  $\nu$  est le coefficient de poisson. Si les deux matériaux sont différents, la raideur est:

$$K_t = 8a \frac{1}{\frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2}} \quad (\text{I-29})$$

Mindlin [20] relie cette raideur tangentielle à la raideur normale par le rapport suivant:

$$\frac{K_t}{K_n} = \frac{2(1-\nu)}{2-\nu} \quad (\text{I-30})$$

On en conclut que les deux raideurs sont du même ordre de grandeur.

La transition entre le frottement statique avec microglissement et le frottement dynamique se fait pour  $\delta_t$  égale à (Figure I-7):

$$\delta_t = \frac{3}{8} \frac{\mu F_t}{a} \frac{2-\nu}{G} \quad (\text{I-31})$$

où  $\mu$  est le coefficient de frottement.

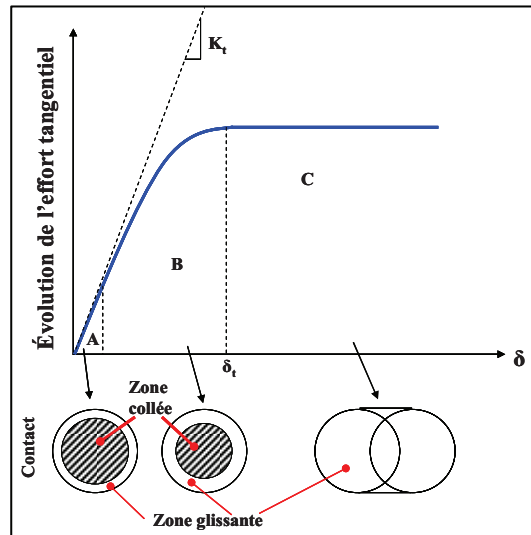


Figure I-7: Évolution de la force tangentielle avec le déplacement

Dans le cas du macroglissement (régime dynamique), Baltazar [21] définit le rapport entre la raideur tangentielle et la raideur normale par:

$$\frac{K_t}{K_n} = \frac{\xi}{\varphi} \frac{2(1-\nu)}{(2-\nu)} \quad (\text{I-32})$$

où le coefficient de correction  $\xi/\varphi$  est déterminé par l'effet de mésalignement angulaire de contact. Baltazar [21] propose, pour différentes rugosités de surface, un coefficient compris entre 0,63 et 0,69.

## 1.2.2. Approche numérique

### 1.2.2.1. Approche déterministe basée sur une méthode numérique

Lors d'un contact rugueux, les surfaces ne sont en contact effectif qu'au niveau des aspérités. Selon la sévérité du contact et les caractéristiques mécaniques des matériaux constituant les surfaces antagonistes, les aspérités en contact peuvent subir une déformation purement élastique [17], élasto-plastique [22-24], viscoélastique [25] ou même viscoélastoplastique. Le

mode de déformation est en outre influencé par la géométrie locale des aspérités et les conditions d'adhésion.

Ainsi, caractériser un contact rugueux, revient à déterminer précisément les zones en contact et la répartition des contraintes sur ces zones. Cependant, la modélisation du contact rugueux est très délicate et pose divers types de problèmes, compte tenu du caractère aléatoire de la rugosité de surface. Ainsi, pour un contact entre deux surfaces aléatoirement rugueuses, l'aire réelle de contact dépend à la fois de l'échelle de rugosité, du comportement élastique local des aspérités et de leur géométrie qui est elle-même aléatoire. Et par conséquent l'estimation de l'aire réelle de contact est très difficile. Pour surmonter ces difficultés, certaines simplifications sont souvent exigées, comme supposer par exemple que toutes les aspérités des surfaces ont une même forme géométrique simple et qu'elles se déforment élastiquement. Zahouani et *al.* [26] ont développé un modèle élastique permettant d'étudier le contact entre une surface rugueuse et un plan lisse rigide, soumis à une pression macroscopique. Ce modèle est basé sur l'analyse du mode de déformation de chaque aspérité en contact avec le plan (Figure I-8).

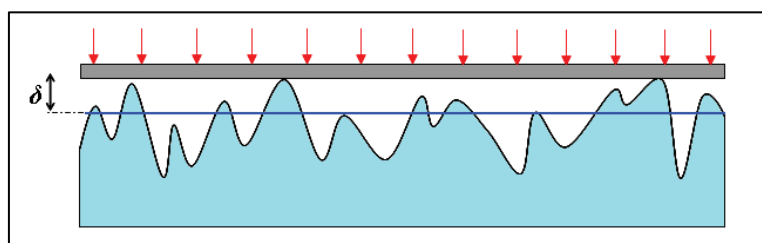


Figure I-8: Contact d'une surface rugueuse avec un plan lisse.

En introduisant une loi de comportement élastique locale et en tenant compte de l'interaction entre aspérités, le modèle permet de déterminer statistiquement le taux de déformation élastique, les pressions locales, les aires réelles de contact ainsi que la portance. La convergence du calcul est atteinte lorsque la somme des efforts exercés sur les aspérités en contact est égale à l'effort macroscopique imposé.

#### 1.2.2.2. Modélisation numérique par éléments finis

Pour l'étude des problèmes de contact statique ou dynamique, de nombreux auteurs ont utilisé des méthodes numériques dont la méthode des éléments finis. C'est une méthode que nous avons également employée en utilisant le code de calcul commercial ABAQUS®. En effet, ce

code qui permet notamment de traiter les problèmes de contact est largement employé par la communauté des tribologues. Il est basé sur la méthode de discrétisation spatio-temporelle des modèles. La discrétisation spatiale, basée sur une formulation variationnelle, revient à subdiviser le domaine représentant le solide en sous domaines appelés éléments finis [27-32]. La discrétisation temporelle est basée sur deux schémas d'intégration temporelle: implicite et explicite.

Les particularités du contexte de l'étude sont:

- choisir une méthode de résolution des équations de mouvement ;
- choisir une taille de maille adaptée au problème du contact rugueux ;
- savoir gérer l'interpénétration des surfaces en contact.

#### *a. Méthode de résolution des équations du mouvement*

Dans le cas du contact rugueux, les méthodes de résolution dans le domaine des fréquences semblent inadaptées. On utilise généralement des méthodes numériques d'intégration temporelle. Deux types de schéma numérique peuvent être employés pour résoudre le problème. Il s'agit soit de schéma implicite, soit de schéma explicite.

Compte tenu du problème non linéaire à traiter, un schéma implicite (comme celui de Newmark) impliquerait la résolution à chaque incrément du temps des équations non linéaires, en utilisant par exemple une méthode de Newton-Raphson. Ce schéma implique donc l'évaluation à chaque pas de temps des matrices Jacobiennes (matrice de raideur tangente) au cours de plusieurs itérations. Il apparaît donc que ce schéma est nécessairement bien plus coûteux en temps de calcul qu'un schéma explicite.

Plusieurs types de méthodes font partie de cette dernière classe de schéma (comme la méthode de Runge-Kutta ou celle des différences centrées). Pour notre part, nous avons choisi la méthode des différences centrées proposée par ABAQUS/Explicit®.

Ce schéma est basé sur l'équation d'équilibre dynamique suivante:

$$M \ddot{u} + F^{int} = F^{ext} \quad (I-33)$$

où  $M$  est la matrice de masse,  $\ddot{u}$  est l'accélération,  $F^{int}$  et  $F^{ext}$  sont respectivement les forces intérieures et les forces extérieures appliquées telles que  $F^{int} = C \dot{u} + K u$ , et  $F^{ext} = F^{app} + F^c$ , avec  $C$  est la matrice d'amortissement,  $K$  est la matrice de raideur,  $u$  est le déplacement,  $\dot{u}$  est



la vitesse,  $F^{app}$  sont les forces appliquées (dans notre cas c'est simplement la force de gravité de deux solides en contact) et  $F^c$  sont les forces de contact. Cette équation du mouvement est résolue à l'instant  $t+\Delta t$  en fonction des quantités connues à l'instant  $t$  et  $t+\Delta t/2$ . Il est à noter que la résolution utilise un schéma aux différences centrées à deux pas de temps variables.

Le vecteur accélération  $\ddot{u}$  est calculé à l'instant  $t$  à partir de l'équation d'équilibre (I-33):

$$\ddot{u}_t = M^{-1} \left( F_t^{ext} - F_t^{int} \right). \quad (I-34)$$

Les vitesses sont calculées à l'instant  $t+\Delta t/2$  par intégration des accélérations par la méthode des différences centrées en supposant que l'accélération est constante:

$$\dot{u}_{t+\frac{\Delta t}{2}} = \dot{u}_{t-\frac{\Delta t}{2}} + \frac{(\Delta t_{t+\Delta t} + \Delta t_t)}{2} \ddot{u}_t. \quad (I-35)$$

Les déplacements sont déterminés à l'instant  $t+\Delta t$  par simple intégration par rapport au temps des vitesses:

$$u_{t+\Delta t} = u_t + \Delta t_{t+\Delta t} \dot{u}_{t+\frac{\Delta t}{2}} \quad (I-36)$$

Il est à noter que les matrices de masse utilisées dans la méthode explicite sont des matrices diagonales [33] et donc immédiatement inversibles ce qui diminue les temps de calcul. Le modèle est donc à masses concentrées plutôt qu'à masses cohérentes. Il n'a pas été possible d'évaluer l'impact de ce choix.

Par ailleurs, les efforts internes sont assemblés a priori, plutôt que l'assemblage d'une matrice de raideur globale. D'où l'expression (I-34).

Dans ABAQUS/Explicit<sup>®</sup>, l'algorithme des différences centrées n'est pas auto-exécutable car la valeur de la vitesse moyenne  $\dot{u}_{\left(\frac{\Delta t}{2}\right)}$  doit être définie à partir des valeurs initiales de la vitesse et de l'accélération. Ces valeurs sont par défaut nulles à  $t = 0$  à moins qu'elles soient spécifiées par l'utilisateur.

### ❖ Stabilité

Pour des problèmes linéaires, l'opérateur des différences centrées est conditionnellement stable, et sa limite de stabilité, sans tenir compte de l'amortissement ni des efforts de contact, est donnée en termes de la fréquence propre la plus élevée du système étudié par:

$$\Delta t \leq \frac{2}{\omega_{max}} \quad (I-37)$$

En tenant compte de l'amortissement mais toujours sans les efforts de contact, l'incrément du temps stable est donné par:

$$\Delta t \leq \frac{2}{\omega_{max}} (\sqrt{1 + \xi_{max}^2} - \xi_{max}) \quad (I-38)$$

où  $\xi_{max}$  est le taux d'amortissement du mode vibratoire correspondant à la fréquence la plus élevée  $\omega_{max}$ . Il est à noter que l'introduction d'un amortissement dans la simulation réduit le pas du temps.

Dans ABAQUS/Explicit<sup>®</sup>, la limite de stabilité est approximée par la durée la plus petite nécessaire pour qu'une onde élastique longitudinale  $C_L$  puisse parcourir n'importe quel élément du maillage utilisé.

$$\Delta t_{stable} \approx \frac{L_{min}}{C_L} \quad (I-39)$$

où  $L_{min}$  est la dimension du plus petit élément du maillage et  $C_L$  est une propriété des matériaux constitutifs du modèle étudié.

$$C_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (I-40)$$

où  $\lambda$ ,  $\mu$  et  $\rho$  étant respectivement les coefficients de Lamé et la densité du matériau étudié. Pour un matériau élastique et isotrope,  $\lambda$  et  $\mu$  peuvent être exprimées en fonction du module d'Young  $E$  et du coefficient de poisson  $\nu$  du matériau par les relations suivantes:

$$\begin{cases} \lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \\ \mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \end{cases} \quad (I-41)$$

De manière pratique, cela implique que le pas d'intégration  $\Delta t$  dépend de la taille des mailles. Et comme la vitesse  $C_L$  de l'onde parcourant les éléments du maillage dépend largement du type de comportement du matériau modélisé, la limite de stabilité sera également fonction du matériau à prendre en compte.

### ❖ Temps de calcul

Le temps de calcul d'une simulation numérique basée sur l'intégration temporelle explicite, pour un maillage donné, est proportionnel à la période de temps  $T$  imposée par l'utilisateur.

Le nombre d'incrément,  $n$ , exigé est  $n = T/\Delta t$ . Nous pouvons ainsi écrire:

$$n \approx T \left( \frac{1}{L_{min}} \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \right) \quad (I-42)$$

A titre d'exemple, dans le cas d'une simulation 2D du frottement entre deux surfaces de dimensions  $120 \times 8 \text{ mm}^2$ , de rugosité  $Ra = 26 \text{ }\mu\text{m}$  et d'une vitesse de glissement de  $2 \text{ cm/s}$ , le temps de calcul est d'environ une semaine, pour un maillage constitué de 7764 éléments et 4654 nœuds. Le pas du temps est  $\Delta t = 10^{-8} \text{ s}$  et la durée de simulation est égale à  $1 \text{ s}$ . Le microprocesseur utilisé est un Intel Core Duo (TM) 2 CPU 2,4 GHz.

#### ***b. Choix de la taille de maille***

Comme la limite de stabilité est directement proportionnelle à la dimension du plus petit élément du maillage  $L_{min}$ , il est avantageux de choisir la taille d'élément la plus grande possible pour diminuer le temps de calcul. Cependant, dans le cas des surfaces rugueuses, la taille maximale des éléments de maillage doit être inférieure à la période spatiale ( $RSm$ ) de la rugosité de surface pour tenir compte de chaque aspérité de surface et avoir par conséquent des analyses précises. Une deuxième condition s'impose dans le cas de l'étude des chocs entre aspérités antagonistes. Il s'agit de choisir la taille des éléments de telle sorte que le pas de temps soit inférieur à la durée de chocs. Ainsi, pour respecter ce compromis, il est utile de procéder à une optimisation du maillage qui doit être particulièrement fin au niveau des aspérités et plus grossier au niveau du reste de la pièce.

#### ***c. Gestion du contact***

La résolution numérique du problème de contact dans ABAQUS® peut être obtenue par différentes méthodes comme la méthode de pénalisation [34], la méthode des multiplicateurs de Lagrange [35] mais aussi par des combinaisons de ces deux méthodes [36].

La méthode de pénalisation est une approximation des conditions de contact. En effet, elle impose approximativement les contraintes de contact en introduisant des ressorts entre les nœuds en contact sans ajouter des degrés de liberté. Une légère pénétration  $\delta$  est admise au niveau de la zone de contact.

Le choix de la raideur de contact, définie à l'aide des coefficients de pénalisation, reste difficile et arbitraire et possède une grande influence sur la solution finale [37]. Ainsi, une grande valeur de la raideur introduite rigidifie le système et engendre des problèmes de convergence [38-40]. Introduire des faibles valeurs, engendre des grandes pénétrations inacceptables physiquement [41].

Contrairement à la méthode de pénalisation, la méthode des multiplicateurs de Lagrange n'autorise aucune interpénétration des surfaces en contact qui sont définies comme surface maître et surface esclave. Ainsi, les conditions de contact sont exactement imposées au niveau des nœuds esclaves en respectant la condition de non pénétration (Figure I-9).

Dans notre étude numérique, nous cherchons à déterminer exactement les paramètres du contact glissant (forces et contraintes de contact, vitesses locales de glissement des nœuds, temps de contact...). La méthode des multiplicateurs de Lagrange a été retenue puisqu'elle satisfait parfaitement les conditions de contact et répond donc à nos questions.

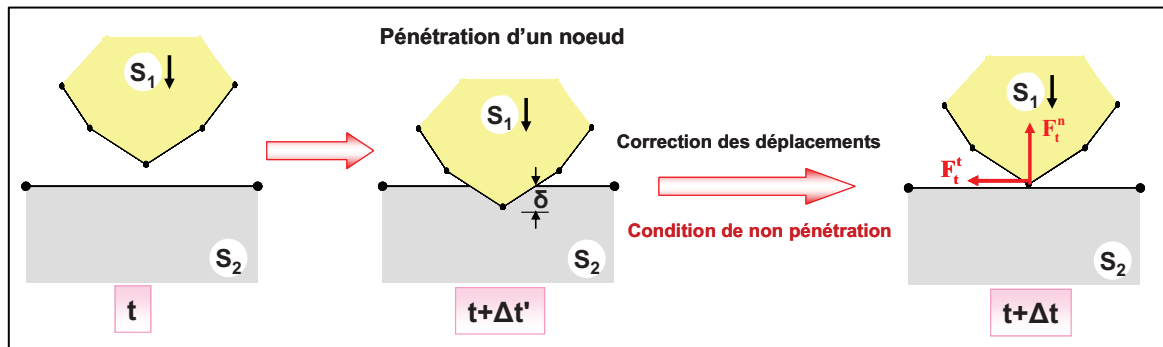


Figure I-9: Diagramme schématique de la méthode des multiplicateurs de Lagrange.

L'équation de mouvement (I-34) augmentée par les contraintes en déplacement agissant sur les nœuds esclaves à l'instant  $t + \Delta t$  s'écrit alors de la manière suivante:

$$\begin{cases} M\ddot{u}_t + F_t^{int} + G_{t+\Delta t}^T \lambda_t = F_t^{app} \\ G_{t+\Delta t} \{X_t + u_{t+\Delta t} - u_t\} \leq 0 \end{cases} \quad (I-43)$$

avec  $\lambda_t$  est le vecteur des multiplicateurs de Lagrange qui représentent les forces de contact telles que [42]:

$$F_{t+\Delta t}^c = G_{t+\Delta t} \lambda_{t+\Delta t}. \quad (I-44)$$

$G_{t+\Delta t}$  est la matrice globale de conditions en déplacement permettant d'assurer la non-pénétration des nœuds en contact et  $X_{t+\Delta t} = \{X_t + u_{t+\Delta t} - u_t\}$  est le vecteur des coordonnées des nœuds à l'instant  $t + \Delta t$ .

Ainsi, dans un premier temps, à chaque incrément de temps  $\Delta t$ , les coordonnées  $X_{t+\Delta t} = \{X_t + u_{t+\Delta t} - u_t\}$  des nœuds des surfaces antagonistes sont calculées en supposant que les forces de contact sont nulles.

Ensuite, chaque nœud esclave sera projeté sur le domaine défini par les segments maîtres. Si, aucune pénétration n'est observée entre le nœud esclave et les segments maîtres, la matrice  $G_{t+\Delta t}$ , le vecteur  $\lambda_t$  et par conséquent les forces de contact sont nuls.

Si le nœud esclave a pénétré un des segments maîtres, la matrice  $G_{t+\Delta t}$ , le vecteur  $\lambda_t$  et par conséquent les forces de contact sont non nuls. A ce moment, les forces normale et tangentielle de contact vérifiant la condition de non pénétration, c'est-à-dire celles qui permettent au nœud esclave d'être repositionné sur le segment maître sans le pénétrer sont calculées (Figure I-9).

### ***1.2.3. Interface multicontact***

La compréhension du phénomène de frottement est sans doute liée au caractère multicontact de l'interface et son évolution au cours du glissement relatif entre les surfaces en contact.

Lors du frottement entre des surfaces rugueuses, des microcontacts sont en permanence détruits et reformés au niveau des aspérités en contact. Il est donc insuffisant de contenter de mesurer uniquement les coefficients de frottement statique et dynamique pour étudier le frottement entre ce type des surfaces. Une caractérisation détaillée de la dynamique locale du glissement est nécessaire pour déchiffrer le secret du phénomène de frottement à l'interface multicontact. Il est par exemple indispensable de déterminer le nombre de spots de contact au cours du glissement, de mesurer les efforts locaux appliqués au niveau des aspérités en contact et par suite déterminer un coefficient de frottement local au niveau de chaque point de contact, etc.

Ainsi certaines conditions doivent être vérifiées pour qu'une interface multicontact présente une dynamique reproductible et permette une interprétation facile du comportement au frottement des surfaces rugueuses [43, 44]:

- la population d'aspérités en contact doit être statistiquement stationnaire au cours du glissement. Cette condition peut être vérifiée si le nombre de microcontacts est relativement grand;
- les aspérités de surface doivent être impliquées peu de fois ou le même nombre de fois dans le contact. Ceci permet d'être peu sensible aux effets cumulatifs d'usure;
- les spots de contact doivent être suffisamment éloignés et par conséquent peuvent être considérés comme élastiquement indépendants.

### **I.3. État de surface**

L'état de surface est un paramètre déterminant du comportement du frottement [45]. Cependant sa caractérisation est une opération délicate. En effet, elle dépend largement des appareillages de mesure utilisés et des techniques appliquées pour calculer les paramètres décrivant la rugosité de surface.

#### ***I.3.1. Appareillages de mesure de l'état de surface***

Il existe plusieurs moyens d'évaluer l'état de surface que l'on peut classer en deux groupes selon si l'évaluation est effectuée avec contact ou sans contact entre l'appareil de mesure et la surface à caractériser. Nous décrivons ici les deux appareils que nous avons utilisés: le rugosimètre tactile (mesure avec contact) et l'interféromètre optique en lumière blanche (mesure sans contact).

##### ***I.3.1.1. Rugosimètre tactile: mesure avec contact mécanique***

Le rugosimètre tactile (Figure I-10) est constitué principalement d'un transducteur à induction possédant une pointe en diamant, de rayon de courbure pouvant varier entre 2  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$ , et d'un ensemble de trois moteurs pas à pas. Un des moteurs permet le déplacement de la pointe suivant la direction horizontale X (direction suivant laquelle est effectuée l'acquisition d'un profil 2D  $z_i(x)$ ). Un deuxième moteur permet le positionnement de la pointe suivant la direction latérale Y. Le troisième moteur permet le dégagement de la pointe suivant la direction Z.

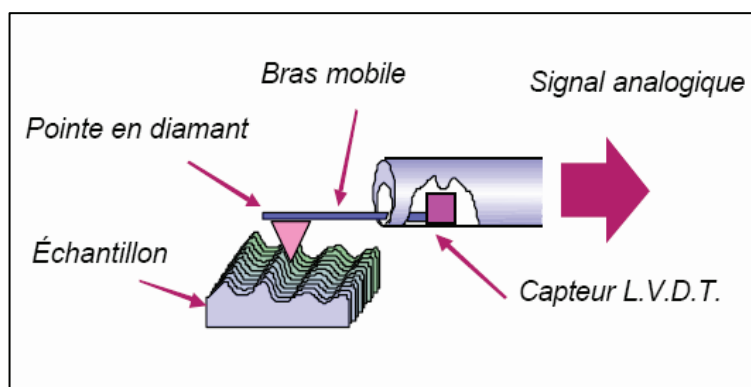


Figure I-10: Rugosimètre tactile

Les variations dans les tensions générées, lors du déplacement de la pointe suivant la direction X, sont repérées par le capteur puis converties en différents paramètres de rugosité par l'électronique de l'instrument. Il est ainsi possible d'obtenir un profil (2D) ou une surface (3D). L'acquisition d'une image 3D se déroule par l'enregistrement d'une succession de profils 2D, chaque point de la surface est repéré par ses trois coordonnées d'espace x, y et z. La fonction  $z(x_i, y_i)$  constitue le profil de surface.

Pour les faibles rugosités ou les substrats mous, cette technique devient vite insuffisante laissant ainsi le relais à d'autres techniques plus fines.

### ***1.3.1.2. Interféromètre optique en lumière blanche: mesure sans contact***

L'interféromètre optique (Figure I-11) est un microscope interférentiel. Il permet la mesure des surfaces de quelques dizaines de  $\mu\text{m}^2$  à plusieurs  $\text{mm}^2$ . Le principe de la mesure du relief est basé sur une technique de détection de phase par interférométrie où la lumière blanche réfléchiée par la surface à analyser est comparée à une surface de référence. Pour mesurer l'amplitude du relief, les objectifs de ce microscope, émettant la lumière blanche, sont solidaires d'un translateur piézo-électrique dont le déplacement est contrôlé par un microcalculateur. Les franges d'interférences se déplacent avec le mouvement du translateur et elles sont enregistrées pour chacune des positions verticales de l'objectif. A chacune de ces positions, il correspond des images (x, y) en franges d'interférences. Un algorithme adapté traduit ces images en variations de relief.

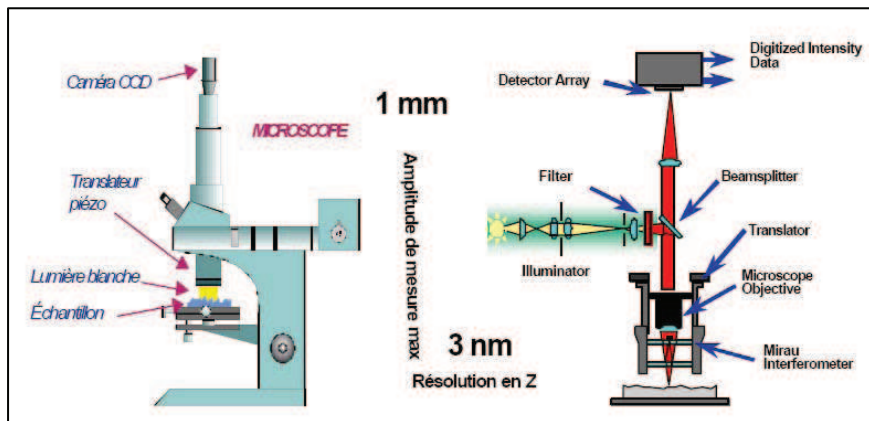


Figure I-11: Interféromètre optique en lumière blanche.

### I.3.2. Paramètres topographiques utilisés

Un des objectifs de ce travail est la détermination de la variation du niveau sonore  $L_p$  (dB) rayonné lors du frottement de deux surfaces rugueuses en fonction de la rugosité de surface. Ceci revient à écrire la différence entre les niveaux sonores  $\Delta L_p$  (dB) en fonction du logarithme du rapport des rugosités de surface. Ne pouvant pas savoir a priori quel est le paramètre pertinent pour ce problème, nous utiliserons plusieurs paramètres classiques pour décrire la rugosité des surfaces. Il s'agit de l'écart moyen arithmétique, du skewness, du kurtosis ou encore de la largeur moyenne des éléments de surface. Il est à noter que la topographie 3D permettant de calculer ces paramètres a été mesurée à l'aide de l'interféromètre optique en lumière blanche. Des profils 2D ont été également mesurés à l'aide du rugosimètre tactile. Ceux-ci seront utilisés dans la simulation numérique au niveau du chapitre III.

Dans ce qui suit  $z(x)$  désigne l'altitude centrée du profil de surface. Ceci signifie que dans la longueur de base  $L$  (longueur utilisée pour identifier les irrégularités caractérisant le profil à évaluer [Norme ISO 4287]), on a

$$\int_L z(x) dx = 0 \quad (\text{I-45})$$

#### I.3.2.1. Écart moyen arithmétique ( $R_a$ )

C'est la moyenne arithmétique des valeurs absolues des ordonnées  $z(x)$  à l'intérieur d'une longueur de base.

$$R_a = \frac{1}{L} \int_L |z(x)| dx \quad (\text{I-46})$$



**I.3.2.2. Écart moyen quadratique (Rq)**

C'est la moyenne quadratique des valeurs des ordonnées  $z(x)$  à l'intérieur d'une longueur de base.

$$Rq = \sqrt{\frac{1}{L} \int_L z^2(x) dx} \quad (\text{I-47})$$

**I.3.2.2. Skewness (Rsk)**

En théorie des probabilités et statistiques, le coefficient de dissymétrie (skewness) est un moment standardisé qui mesure l'asymétrie de la distribution. Le skewness est défini comme le quotient de la moyenne des cubes des valeurs des ordonnées  $z(x)$  par le cube du paramètre  $Rq$ .

$$Rsk = \frac{1}{L \cdot Rq^3} \int_L z^3(x) dx \quad (\text{I-48})$$

Si  $Rsk$  est égale à zéro, la distribution est symétrique. Si la valeur de  $Rsk$  est positive, la distribution est asymétrique à droite. Si le skewness est négatif, la distribution est asymétrique à gauche. Pour une distribution gaussienne, ce paramètre vaut 0.

**I.3.2.3. Kurtosis (Rku)**

Le kurtosis ou coefficient d'aplatissement, correspond à une mesure de l'aplatissement, ou a contrario de la pointicité, de la distribution. Il est défini comme le quotient du moment centré d'ordre quatre des ordonnées  $z(x)$  par le carré de la variance.

$$Rku = \frac{1}{L \cdot Rq^4} \int_L z^4(x) dx \quad (\text{I-49})$$

Le kurtosis est un indicateur de la répartition de la matière autour du plan moyen. Pour une distribution gaussienne, ce coefficient vaut 3. Un coefficient supérieur à 3 correspond à une distribution pointue et un coefficient inférieur à 3 à une distribution aplatie.

**I.3.2.4. Largeur moyenne des éléments de surface (RSm):**

C'est la valeur moyenne des largeurs des éléments du profil,  $Xs$ , à l'intérieur d'une longueur de base (Figure I-12).

$$RSm = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m Xs_i \quad (\text{I-50})$$

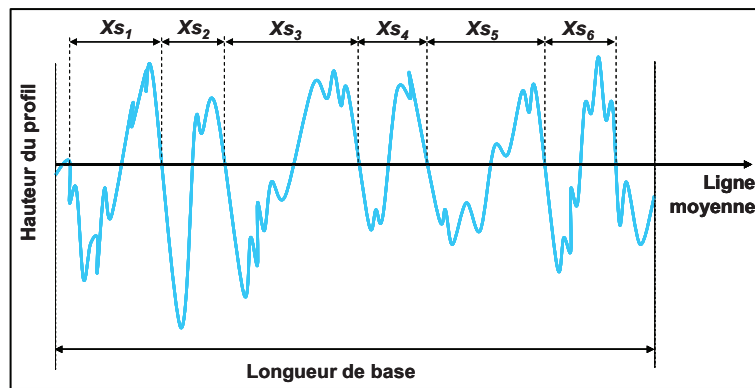


Figure I-12 : Largeurs des éléments du profil

Dans la norme 3D [XP E 05-030-1] les formules sont équivalentes et les paramètres sont désignés par un symbole commençant par la lettre *S* au lieu de *R* (par exemple *Sa* pour l'écart moyen arithmétique).

#### I.4. Vibroacoustique du contact glissant

Le glissement de deux solides en contact constitue souvent une source vibratoire plus au moins intense qui conduit la plupart du temps à la génération de bruit. Ce bruit, dit de frottement, met en jeu des phénomènes le plus souvent complexes. Il peut dépendre de plusieurs paramètres tels que la rugosité des surfaces en contact, la vitesse de glissement, la charge normale appliquée, la géométrie de contact, la nature des matériaux frottés ou encore les propriétés élastodynamiques de la structure environnante.

La classification de ce type de bruit est compliquée à faire même dans le cas d'un seul système. A titre d'exemple, dans le cas du contact glissant pneu – chaussée, plusieurs types de bruit peuvent être identifiés [46] (bruit d'impact, bourdonnement, sirènement, crissement, chuintement, hululement ou encore du battement).

Cependant, certains auteurs ont classé le bruit de frottement en deux catégories selon la pression de contact [47] (Figure I-13). Si la pression est élevée, les deux solides en contact sont couplés dynamiquement. La réponse est alors complexe car elle est souvent non linéaire et met en jeu fortement les propriétés élastodynamiques des structures d'accueil. Dans [47], Akay a mis en évidence la complexité de ce type de problème au travers de différents exemples comme le frottement des plaquettes de frein – disque, le frottement d'une poutre sur un disque en rotation ou encore l'extraction de clous du bois. Il en ressort que souvent, la

réponse vibroacoustique est sur une fréquence propre de la structure couplée ainsi que sur ses harmoniques [48]. Akay appelle ce phénomène l'accrochage de mode ou «mode lock-in». Sous de telles conditions, des instabilités dynamiques (comme le stick-slip ou le sprag-slip) se développent et génèrent souvent un bruit rayonné. Le crissement des freins ou le grincement des portes sont deux exemples courants de ce type de bruit.

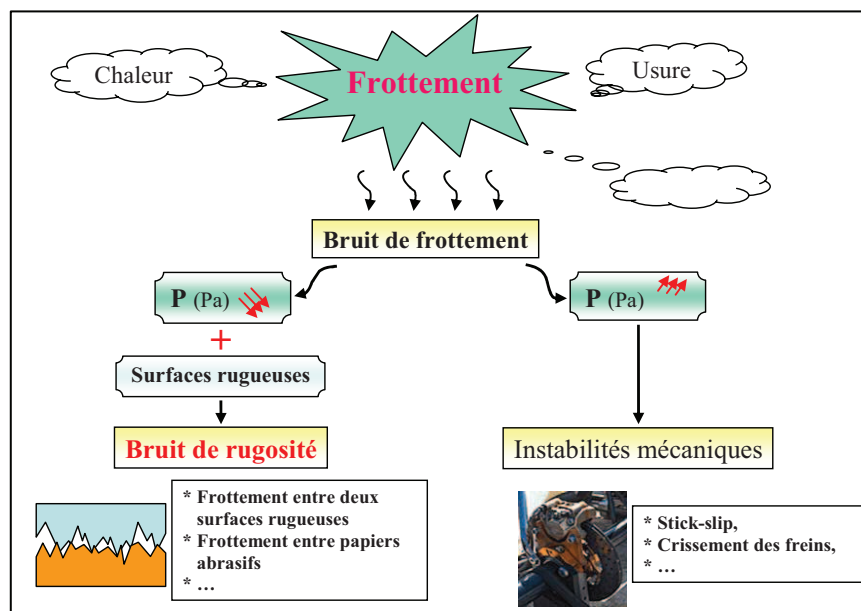


Figure I-13: Classification du bruit de frottement selon la sévérité de contact.

Quand la pression de contact est faible, les effets du frottement sont localisés à l'interface. Si en plus les surfaces antagonistes sont rugueuses, les deux solides en contact sont découplés dynamiquement [49]. Le glissement relatif entre les deux corps provoque de multiples impacts entre les aspérités en contact excitant ainsi les modes propres de chacun des solides. Sous de telles conditions de contact, le bruit rayonné est dit bruit de rugosité [47]. Ce bruit dépend largement de la dynamique et de la rugosité des surfaces frottées, de la vitesse de glissement, mais aussi des efforts et de la géométrie de contact [47, 50-60].

#### 1.4.1. Instabilités de frottement

L'instabilité de frottement est un phénomène non linéaire qui correspond à la perte de stabilité de la position d'équilibre statique (au sens vibratoire) résultant de la force de frottement entre les solides antagonistes. Cette perte de stabilité donne naissance à des réponses vibratoires autoentretenues qui peuvent être périodiques ou plus complexes (quasi-périodiques, chaotiques).

En effet, lors du frottement de deux objets l'un contre l'autre, peuvent se créer des instabilités qui sont à l'origine de bruit de frottement. A titre d'exemple, les vibrations de type stick-slip sont un phénomène non linéaire correspondant à une succession de phase d'adhérence et de glissement de deux surfaces frottées. Ce type de vibrations peut donner lieu à des bruits intenses et généralement stridents comme le crissement.

Dans la littérature, les instabilités de frottement sont un problème largement étudié [47, 61-74]. En particulier, de très nombreux modèles comme le stick-slip ou le sprag-slip ont été proposés depuis les années 1960 [61-66]. Ces nombreuses publications traitent généralement de corps rigides, maintenus par des ressorts et amortisseurs, et en contact avec une surface animée d'une vitesse. L'un des paramètres essentiels pour l'apparition d'instabilité est la diminution du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement. Mais il faut aussi tenir compte de la raideur et de la masse globale de la structure ou encore de l'amortissement.

Des phénomènes d'instabilités plus complexes ont été étudiés par Adams [75], Rice [76] et Moirrot [77]. Leurs études ont montré que la présence d'instabilités est caractérisée par la propagation de zones de glissement - adhérence à la surface de contact.

#### ***1.4.2. Bruit de rugosité***

Ce type du bruit peut être observé dans différents systèmes frottants, comme lors du frottement de deux papiers abrasifs l'un contre l'autre ou simplement lors du frottement de nos mains l'une contre l'autre. Dans la littérature, il est relié à la rugosité de surface [47, 50-59] mais aussi à la vitesse relative de glissement [55, 60].

Récemment, Le Bot *et al.* [78] ont étudié le bruit de rugosité en fonction de l'aire apparente de contact. Leur étude a montré l'existence de deux régimes différents: un premier régime linéaire, dans lequel le bruit rayonné est proportionnel à l'aire apparente de contact et un deuxième régime dit constant dans lequel le bruit de rugosité est indépendant de l'aire apparente de contact.

##### ***1.4.2.1. Effet de la rugosité de surface***

###### ***a. Niveau de la pression acoustique $L_p$ (dB)***

En 1973, Takahashi [50] a montré pour un contact cylindre – plan, que le niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) est une fonction linéaire et croissante de la rugosité de surface suivant une loi logarithmique de la forme:

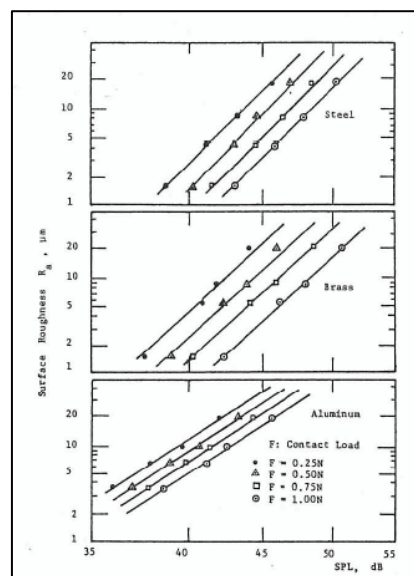
$$L_p(\text{dB}) = 20 \log_{10} R_a^n \quad (\text{I-51})$$

L'exposant  $n$  est la pente de la droite représentant la variation du niveau sonore rayonné en fonction de la rugosité des surfaces frottées dans une échelle bi-logarithmique. La valeur déterminée expérimentalement par Takahashi est  $n = 1$ . Ce résultat montre que la pression acoustique est directement proportionnelle à la rugosité de surface  $R_a$ .

$$p \propto R_a \quad (\text{I-52})$$

Dans une série d'études de frottement lors d'un contact pion – disque, Yokoi et Nakai [51-56] ont montré, pour une rugosité de surface aléatoire [55], que le niveau de la pression acoustique obéit à la même loi de la relation (I-51) avec une pente comprise entre 0,8 et 1,2.

En 1990, Othman *et al.* [57-58] ont développé un nouvel appareil de mesure de bruit de frottement. Cet appareil, muni d'un stylet, permet la mesure du bruit rayonné lors du passage du stylet sur une surface rugueuse et plane. Leurs résultats montrent que le niveau de la pression acoustique est proportionnel au logarithme de la rugosité de surface  $R_a$  avec une valeur de  $n$  comprise entre 0,25 et 0,65 (Figure I-14).



*Figure I-14. Variation du niveau de la pression acoustique en fonction de la rugosité de surface, pour une géométrie de contact stylet – plan par Othman *et al.* [58].*

Récemment, Stoimenov *et al.* [59] ont étudié le bruit rayonné lors du frottement de deux surfaces rugueuses dans le cas d'une géométrie de contact plan / plan. Leurs expériences consistent à frotter, à la main, deux éprouvettes l'une contre l'autre dans une configuration croisée (Figure I-15). Les éprouvettes ont une géométrie parallélépipédique. Elles sont faites

en acier inoxydable, et chaque paire d'éprouvettes a la même rugosité de surface qui varie de 0,8 à 12,4  $\mu\text{m}$ . Les essais de frottement ont été réalisés dans une petite chambre sourde, dont l'une de ses portes reste ouverte pour la réalisation des manipulations. Le bruit rayonné est enregistré à l'aide d'un microphone placé à 30 cm des éprouvettes frottées.



Figure I-15: Test de frottement par Stoimenov et al. [59].

Bien que leurs données ne sont pas obtenues sous une charge et une vitesse de glissement strictement constantes, ils ont observé que le niveau de la pression acoustique varie, comme dans le cas des contacts localisés, linéairement avec le logarithme de la rugosité de surface et vérifie également la loi donnée par l'équation (I-51) avec une valeur de  $n$  comprise entre 0,7 et 0,85.

### ***b. Spectre de fréquence***

En ce qui concerne le spectre de fréquence du bruit de rugosité, Othman et al. [57-58] concluent qu'indépendamment de la rugosité de surface et des forces de contact, le spectre du bruit a un pic appelé "fréquence dominante", qui dépend uniquement du matériau des éprouvettes frottées. Pour un matériau donné, l'amplitude de cette fréquence est proportionnelle à la vitesse sonique dans ce matériau.

Yokoi et Nakai [51-56] ont remarqué que les pics les plus élevés du spectre du bruit de rugosité se sont produits aux fréquences naturelles latérales de la vibration du pion (c'est-à-dire dans la direction du frottement). A partir de leurs données spectrales, il est évident qu'aucun décalage significatif des fréquences maximales (fréquences des pics) n'a lieu lors du frottement pion – disque, en faisant varier la rugosité des surfaces en contact.

Dans leur étude, Stoimenov et al. [59] ont constaté qu'un décalage des fréquences propres vers les hautes fréquences est observé en fonction de la rugosité de surface lors du contact

plan – plan (Figure I-16). Mais, comme leurs tests de frottement ont été réalisés à la main dans une configuration croisée (Figure I-15), donc la charge normale appliquée et la vitesse de glissement ne sont pas contrôlées, il est difficile de trancher si ce décalage est réellement dû à la rugosité de surface, comme le soulignent, ou il est dû à d'autres facteurs comme la variation de la charge appliquée, la vitesse de glissement ou même le mode de vibration des poutres frottées.

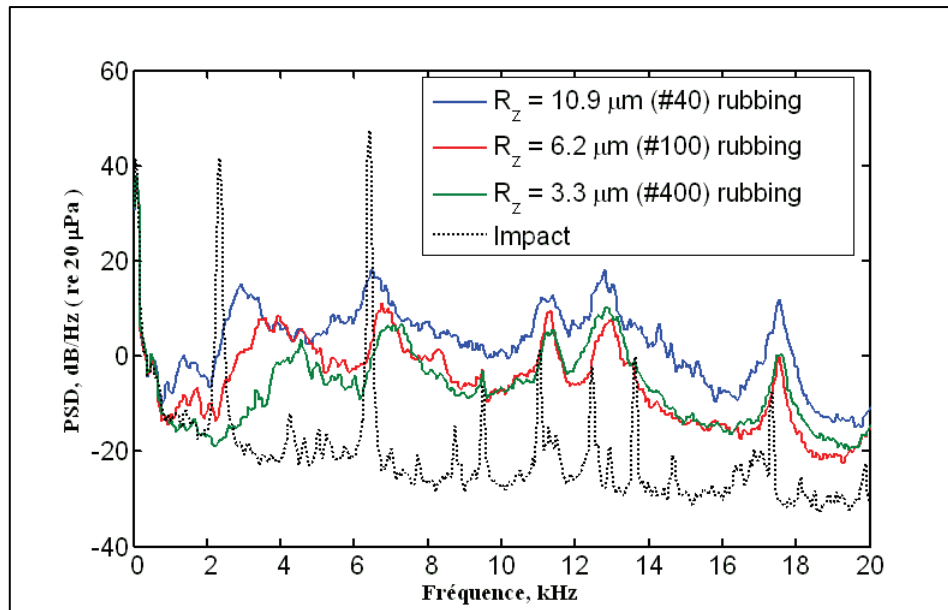


Figure I-16: PSD du bruit de frottement par Stoimenov et al. [59].

#### I.4.2.2. Effet de la vitesse de glissement

L'effet de la vitesse de glissement sur le rayonnement du bruit de rugosité n'a pas attiré beaucoup d'attention. Seuls Yokoi et Nakai [55] et Jibiki et al. [60] ont étudié ce phénomène. Dans leur étude (contact pion – disque), Yokoi et Nakai ont constaté que le niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) est une fonction logarithmique de la vitesse de glissement selon la loi:

$$L_p (dB) = 20 \log_{10} V^m \quad (I-53)$$

La pente  $m$  est comprise entre 0,6 et 1,1. Elle est égale à 0,85 par Jibiki et al. [60] dans le cas du fretting (mouvements oscillatoires de petite amplitude) entre deux cylindres en contact.

## I.5. Synthèse

L'étude de la vibroacoustique du contact glissant est un phénomène complexe faisant intervenir différentes approches: tribologique, dynamique et acoustique. Cependant, malgré

l'abondance des études sur le bruit de frottement, le bruit de rugosité, au contraire des instabilités mécaniques, n'a pas reçu la même attention et est resté un phénomène peu étudié. Les quelques études qui existent sur ce phénomène, ont essayé de relier le niveau sonore rayonné à la rugosité des surfaces frottées, à la vitesse de glissement ou encore à l'aire apparente de contact.

Cependant, les paramètres locaux de contact, comme les forces et les contraintes locales de contact, l'aire réelle de contact ou les vitesses locales au niveau des points de contact n'ont pas été étudiés et la phénoménologie du bruit rayonné n'a pas été déterminée. Il est à noter également que les résultats obtenus concernant la variation du niveau sonore en fonction de la rugosité et la vitesse de glissement varient d'une étude à une autre.

Suite à cette étude bibliographique, tant de questions restent sans réponses. Si la rugosité des surfaces frottées est aléatoire, comment évoluent les paramètres locaux de contact ? Quels sont les liens entre ces paramètres et le niveau du bruit de rugosité rayonné ? Quelle relation existe-t-il entre la dynamique du contact et le niveau du bruit généré ?

Si le bruit de rugosité est dû à des impacts inter-aspérités [47], quelles sont la fréquence, la durée et l'intensité de ces impacts ? Comment évoluent ces trois grandeurs en fonction des paramètres locaux de contact ? En particulier en fonction de la rugosité de surface et la vitesse de glissement ? Y a-t-il une relation entre ces grandeurs et le niveau de bruit rayonné ? Comment évolue l'énergie dissipée au cours des impacts inter-aspérités en fonction de la rugosité de surface et la vitesse de glissement ?



## **Chapitre II**

### **Dynamique et vibroacoustique du contact rugueux: Approche expérimentale**

---

Ce présent chapitre est une approche expérimentale du bruit de rugosité. Son but principal est d'établir des lois empiriques entre le bruit rayonné lors du frottement de deux surfaces rugueuses l'une contre l'autre et des paramètres pertinents (rugosité de surface, vitesse de glissement, efforts de contact, type des matériaux, géométrie de contact ou encore dynamique des surfaces frottées). Mais, aussi de comprendre les mécanismes fondamentaux de génération du bruit rayonné.

Pour mener cette étude, deux types de mesures ont été réalisées: mesures acoustiques et mesures vibratoires.

---

## *Chapitre II: Dynamique et vibroacoustique du contact rugueux:*

### *Approche expérimentale*

#### **II.1. Introduction**

Nous présentons dans ce chapitre une étude expérimentale sur le phénomène de bruit de rugosité dans le cas de deux géométries de contact: plan – plan et sphère – plan. L'objectif consiste d'une part à établir les lois d'évolution du niveau sonore en fonction de certains paramètres tribologiques à savoir la rugosité des surfaces frottées, la vitesse relative de glissement, la force normale appliquée, le coefficient de frottement ou l'aire apparente de contact et d'autre part à déterminer la phénoménologie du bruit de rugosité. Trois dispositifs expérimentaux originaux, conçus, fabriqués et mis en place au LTDS ont permis de mener des essais instantanés de frottement sur des interfaces de contact formées entre des surfaces rugueuses en acier, en aluminium et en cuivre. Deux procédés de traitement de surface, électroérosion et sablage, ont été utilisés afin d'obtenir deux séries de rugosité de surface aléatoire et homogène. Le but des essais de frottement est d'étudier l'influence de la rugosité de surface, de la vitesse de glissement, des procédés de traitement des surfaces, de la raideur des matériaux frottés, des efforts de contact, de la géométrie et de l'aire de contact sur la réponse acoustique du contact rugueux étudié.

Deux types de mesures ont été réalisés: acoustiques et vibratoires. Les mesures acoustiques consistent à mesurer la pression acoustique rayonnée d'une part, lors du frottement de deux surfaces rugueuses, planes et de même taille l'une contre l'autre en faisant varier la rugosité de surface et la vitesse relative de glissement, et d'autre part lors du frottement d'une bille lisse sur un plan rugueux, en faisant varier également la rugosité de surface et la vitesse de glissement, mais aussi la taille de la bille frottante et la charge normale appliquée. Dans le cas de la géométrie de contact sphère / plan, il est possible de mesurer également l'effort normal et tangentiel de contact et par conséquent le coefficient de frottement.

Les mesures vibratoires ont été réalisées sur un deuxième dispositif expérimental et avec des échantillons différents de ceux utilisés dans les mesures acoustiques afin de valider les résultats obtenus par l'approche acoustique et tester leur indépendance vis-à-vis du matériel

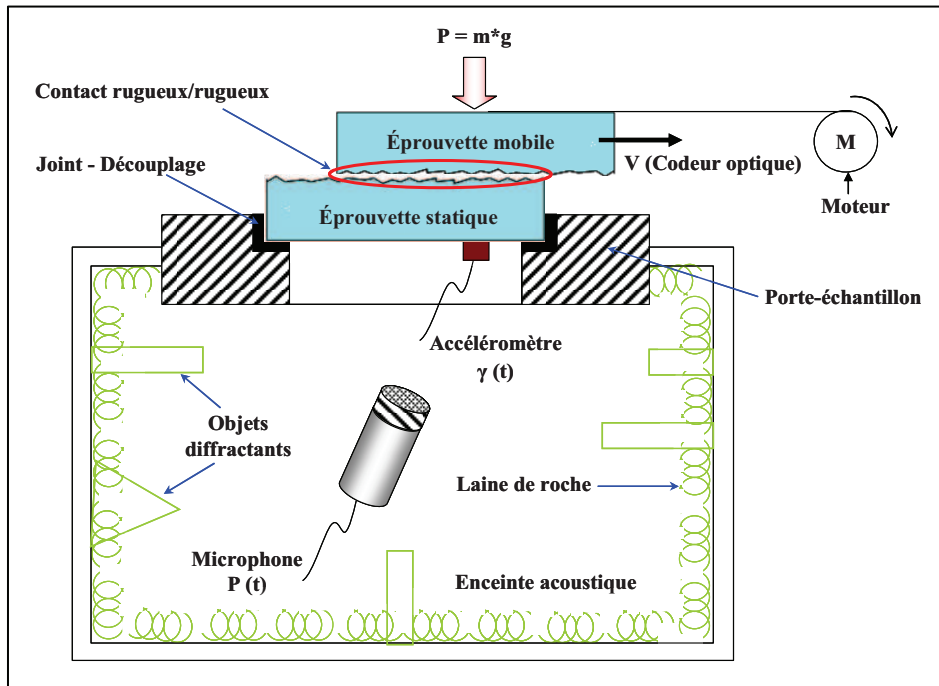
expérimental utilisé. Ces essais vibratoires consistent à mesurer la vitesse vibratoire, à vitesse de glissement constante, lors du frottement des échantillons plans appelés glisseurs sur une plaque métallique dite résonateur, en faisant varier la rugosité de surface des solides en contact, la vitesse relative de glissement, le type d'amortissement: fort (plaque amortie) ou faible (plaque nue). Il est également possible de faire varier l'aire apparente de contact et la charge normale appliquée en faisant varier le nombre de glisseurs.

## **II.2. Mesures acoustiques**

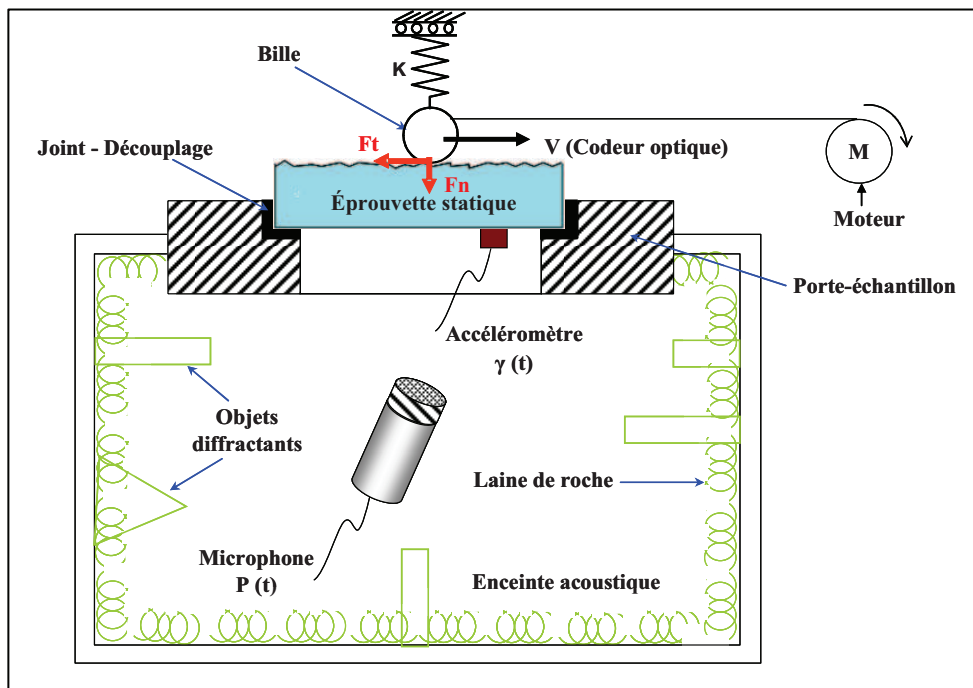
### ***II.2.1. Tribomètre acoustique – TriboNoise: conception et réalisation***

Le dispositif expérimental "TriboNoise" (Figure II-1) que nous avons mis en place permet la réalisation d'essais de frottement entre deux surfaces et l'acquisition du bruit du frottement rayonné en faisant varier la rugosité de surface, la vitesse de glissement, la charge normale appliquée ou encore la géométrie de contact entre les surfaces frottées. Dans le cadre de cette présente étude, deux géométries de contact ont été utilisées: contact plan – plan (Figure II-1 (a)) et contact sphère – plan (Figure II-1 (b)).

Le principe de fonctionnement de ce tribomètre est simple. Il consiste à faire frotter deux éprouvettes métalliques et rugueuses l'une contre l'autre. Un porte-échantillon permet de fixer l'éprouvette inférieure, dite statique et de réaliser le guidage horizontal de l'éprouvette supérieure dite mobile. L'éprouvette statique est découplée du porte-échantillon à l'aide d'un joint en caoutchouc. L'éprouvette mobile est tractée, à vitesse constante, par un moteur à courant continu. Un codeur optique fixé sur le porte-échantillon mesure le déplacement de l'éprouvette mobile et permet par conséquent l'accès à la vitesse de glissement. Le bruit rayonné est mesuré par un microphone ½" placé au milieu de l'enceinte acoustique. Un accéléromètre collé sur la face inférieure de l'éprouvette statique permet de mesurer également le signal vibratoire (vitesse vibratoire ou accélération vibratoire).



(a)



(b)

Figure II-1: Schéma de principe du tribomètre acoustique. (a) Géométrie de contact plan – plan, (b) Géométrie de contact sphère – plan.

### II.2.1.1. Enceinte acoustique

L'enceinte acoustique ( $650 \times 570 \times 560 \text{ mm}^3$ ) (Figure II-2) est une caisse parallélépipédique construite en bois d'épaisseur 18 mm. L'isolation et l'absorption acoustiques sont réalisées à

l'aide de laine de roche type Spectrisol, collée en doubles panneaux sur toutes les parois intérieures de la caisse sauf au niveau du couvercle un seul panneau a été appliqué. Chaque couche est de 50 mm d'épaisseur. La densité de la laine de roche utilisée est de  $60 \text{ kg} / \text{m}^3$ .



(a)



(b)

*Figure II-2: (a) Enceinte acoustique et unité de pilotage, (b) Microphone et intérieur de l'enceinte.*

Plusieurs objets de différentes géométries ont été collés sur les faces intérieures de la caisse afin d'assurer la diffraction des ondes sonores à l'intérieur de la cavité acoustique (Figure II-2 (b)). Ces objets ont été fabriqués à l'aide de laine de roche.

Une fente de dimensions  $130 \times 30 \text{ mm}$  a été réalisée sur le couvercle afin de permettre au son rayonné de se propager dans l'enceinte acoustique.

### ***II.2.1.2. Partie mécanique***

#### ***a. Porte - échantillon***

Le porte-échantillon (Figure II-3) a été réalisé en polyamide 6. Il assure le contact entre les deux solides à frotter. Ce porte-échantillon est placé sur la petite fente créée au niveau du couvercle de l'enceinte acoustique. Il est découplé de l'enceinte acoustique par des joints élastiques. Dans le cas du contact plan – plan, il permet la fixation d'échantillon inférieur (désigné par échantillon fixe) et le guidage horizontal d'échantillon supérieur (désigné par échantillon mobile).

L'échantillon mobile est soumis uniquement à son poids propre et est entraîné en mouvement de glissement par rapport à l'échantillon fixe à l'aide d'un moteur à courant continu de type escap 22N28.

De la même façon, l'échantillon fixe est découplé du porte-échantillon par des joints élastiques (Figure II-3).

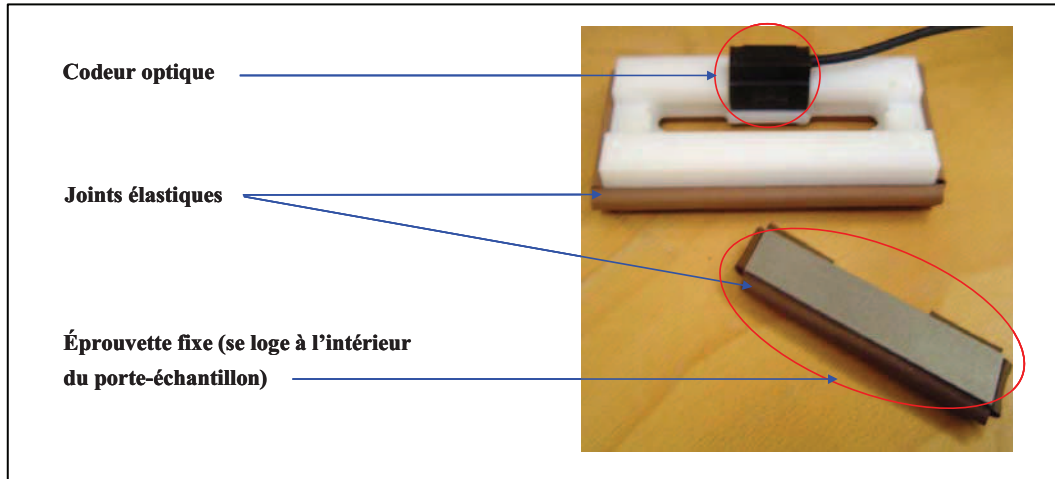


Figure II-3: Porte-échantillon

Dans le cas du contact sphère – plan, l'échantillon mobile est remplacé par une bille attachée à un portique à l'aide d'un ressort très flexible dont la rigidité longitudinale est de 0,08 N/mm (Figure II-4). Le glissement de la bille lisse contre la surface plane et rugueuse (échantillon fixe) est assuré par le même moteur utilisé pour la configuration de contact plan – plan.

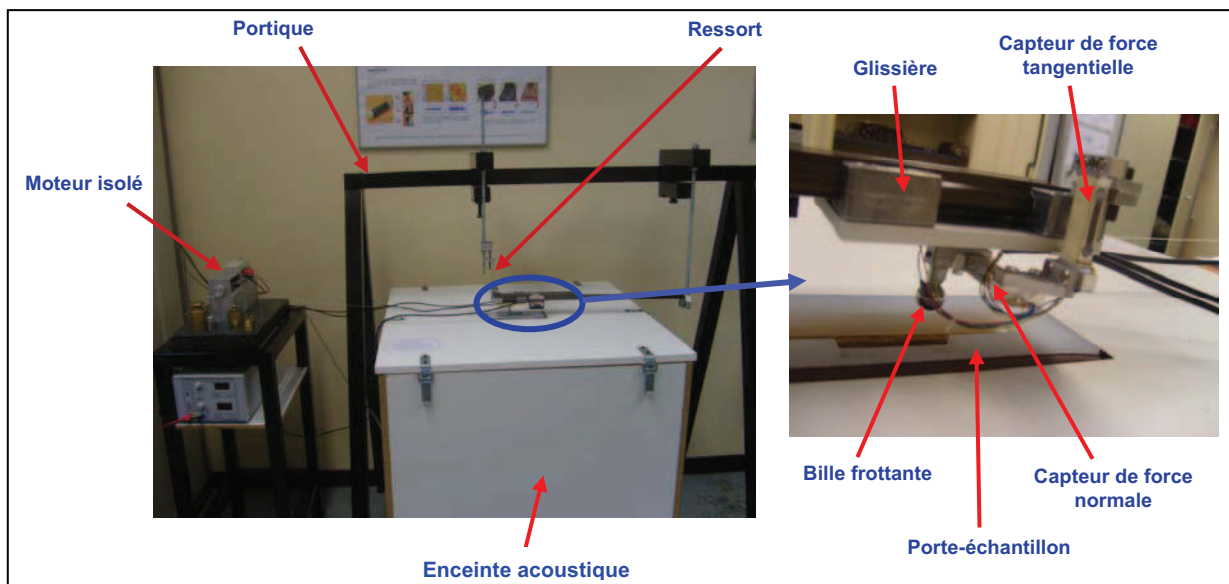


Figure II-4: Tribomètre acoustique – contact sphère – plan.

### b. Motorisation

Nous avons choisi d'utiliser un moteur à courant continu, type escap 22N28. Ce type de moteur permet l'accès directement au couple du moteur par la mesure de l'intensité dans la bobine. Il est muni d'un codeur magnétique intégré "escap type D", qui mesure la position

angulaire de la broche du moteur, et d'un réducteur "escap K24" dont le rapport de réduction est de 64.

Le moteur était placé à environ 1 m de l'éprouvette tractée. Il est isolé dans une petite enceinte fermée et recouverte à l'intérieur d'une mousse absorbante d'épaisseur 20 mm afin de ne pas faire trop de bruit.

### ***II.2.1.3. Instrumentation et acquisition***

Un codeur optique, type Renishaw RGH22 D30D00 mesure le déplacement de l'échantillon mobile. La tête optique est fixée sur le porte-échantillon et la réglette optique est collée sur l'échantillon mobile. La résolution de ce codeur est de 5  $\mu\text{m}$ . La vitesse de glissement est ainsi obtenue par dérivée numérique du déplacement (méthode des différences finies). Le bruit de frottement rayonné à l'intérieur de l'enceinte acoustique est mesuré par un microphone condensé B&K 1/2" type 4189-L-001. Sa sensibilité est de 46,9 mV/Pa, et sa bande passante est de 6 Hz à 20 kHz. Ce microphone est distant des échantillons frottés d'environ 670 mm et est placé au milieu de l'enceinte acoustique. Un deuxième microphone G.R.A.S. Sound & Vibration 1/4" type 40BP possédant une large bande de fréquence (4 Hz – 70 kHz) et une sensibilité de 1,41 mV/Pa (voir annexe) a été utilisé également pour la mesure du signal du bruit de frottement.

Un accéléromètre B&K de type 4517-C-001, collé sur la face inférieure d'échantillon fixe, permet la mesure du signal vibratoire (accélération vibratoire, vitesse vibratoire ou déplacement vibratoire). La sensibilité de cet accéléromètre est de 0,1974 pC/ms<sup>-2</sup> et sa bande passante s'étend de 5 Hz à 20 kHz. Son poids est de 1 g.

Une tête d'impédance B&K, type 8001 est également utilisée afin de mesurer l'effort exciteur et l'accélération instantanée au même point. La sensibilité d'accéléromètre est de 3,55 pC/ms<sup>-2</sup> et celle de la cellule de force est de 345 pC/N. La masse totale de la tête d'impédance est de 31 g.

Dans le cas du contact sphère – plan, deux capteurs de force à jauges de contrainte ont été ajoutés permettant ainsi de mesurer la force normale appliquée et la force tangentielle. La résolution de ces capteurs est de 0,01 N. Leur bande passante est de 0 à 10 Hz.

Comme nous nous intéressons uniquement au bruit de frottement audible, un filtre anti-repliement a été utilisé permettant ainsi l'acquisition des données dans la bande audible 20 Hz – 20 kHz.

Tous les signaux mesurés sont acquis simultanément sur un ordinateur, à l'aide d'une carte d'acquisition numérique PCI-DAS-6013 16 bits. Un logiciel développé sur LabView permet ainsi l'interfaçage entre l'unité d'acquisition et la partie mécanique du tribomètre. Il permet également le calcul du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB), du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) et de la vitesse de glissement (cm/s), par dérivée numérique du déplacement de l'éprouvette mobile mesuré à l'aide du codeur optique. Dans le cas du contact sphère / plan, ce logiciel permet en plus de calculer directement les efforts de contact appliqués et par conséquent le coefficient de frottement. Les résultats obtenus ainsi que les fichiers de mesure sont enregistrés sous format ascii.

La fréquence d'échantillonnage est de 48 kHz. La Densité Spectrale de Puissance (DSP) est obtenue avec 4096 raies et un filtre à fenêtre «Hanning» avec un taux de recouvrement de 20%.

#### ***II.2.1.4. Caractérisation acoustique***

##### ***a. Coefficient d'absorption énergétique***

Le coefficient d'absorption de la laine de roche collée sur les parois intérieures de l'enceinte acoustique peut être défini de deux façons différentes. Il s'agit du coefficient d'absorption Sabine et du coefficient d'absorption énergétique.

Le coefficient d'absorption Sabine  $\alpha_{sab}$ , en référence à l'ingénieur américain W. C. Sabine est mesuré en chambre réverbérante. On utilise la formule de Sabine suivante:

$$T_r = 0,16 \frac{V}{\alpha_{sab}S + \alpha_0 S_0} \quad (\text{II-1})$$

où  $T_r$  est la durée de réverbération mesurée dans la chambre réverbérante avec l'échantillon étudié,  $V$  est le volume du local en  $\text{m}^3$ ,  $S$  est la surface du local en  $\text{m}^2$ ,  $S_0$  est la surface de l'échantillon en  $\text{m}^2$ ,  $\alpha_{sab}$  et  $\alpha_0$  sont respectivement le coefficient d'absorption de l'échantillon (inconnu) et du revêtement de la salle (connu). La durée de réverbération est l'intervalle de temps correspondant à une décroissance de 60 dB du niveau de pression acoustique, lorsque le taux de décroissance est à peu près constant au cours de la réverbération. Cette définition



est basée sur l'hypothèse que le champ acoustique est diffus de sorte que le niveau de pression acoustique est une fonction affine décroissante du temps.

La formule (II-1) est d'autant plus valable que le volume de la chambre réverbérante est grand et que l'absorption est faible. Il est à noter que dans le cas des matériaux très absorbants, le coefficient d'absorption Sabine peut être supérieur à 1.

Par ailleurs, nous ne pouvons pas appliquer la théorie de Sabine dans le cas de notre enceinte acoustique car le volume de la cavité est trop faible par rapport au volume des salles réverbérantes utilisées par la norme pour mesurer le coefficient d'absorption Sabine. Par conséquent, l'hypothèse du champ diffus ne peut pas être vérifiée. Nous retiendrons donc les valeurs d'absorption Sabine de la laine de roche mesurées en chambre réverbérante par le constructeur du matériau (Voir Annexe Figure A-1).

Le coefficient d'absorption énergétique  $\alpha_{ene}$  est le rapport de l'énergie acoustique absorbée à l'énergie acoustique incidente. Il est compris entre 0 (toute l'énergie incidente est réfléchi) et 1 (toute l'énergie incidente est absorbée). On peut écrire:  $0 \leq \alpha_{ene} \leq 1$ . Il est habituellement mesuré à l'aide d'un tube de Kundt dont le principe consiste à générer une onde plane acoustique et à mesurer l'amplitude de l'onde réfléchi par un échantillon du matériau étudié. Ce coefficient peut dépendre de l'angle d'incidence. Il est relié au coefficient d'absorption Sabine  $\alpha_{sab}$  par la relation suivante:

$$\alpha_{ene} = 1 - e^{(-\alpha_{sab})} \quad (II-2)$$

Nous pouvons ainsi calculer, à partir des valeurs d'absorption Sabine de la laine de roche données par le constructeur du matériau, les coefficients d'absorption énergétiques à l'intérieur de l'enceinte acoustique (Tableau II-1).

<b>F (Hz)</b>	<b>125</b>	<b>250</b>	<b>500</b>	<b>1000</b>	<b>2000</b>	<b>4000</b>
<b>Coef. d'abs. Sabine <math>\alpha_{sab}</math></b>	0,47	0,8	1	1,05	1,1	1
<b>Coef. d'abs. énergétique <math>\alpha_{ene}</math></b>	0,37	0,55	0,63	0,65	0,67	0,63

*Tableau II-1: Coefficients d'absorption à l'intérieur de l'enceinte acoustique en fonction de la fréquence.*

**b. Indice d'affaiblissement acoustique  $R$  (dB)**

L'indice d'affaiblissement acoustique  $R$ , exprimé en dB ou en dB (A), est mesuré en laboratoire en l'absence de transmissions latérales. Il caractérise l'aptitude d'une paroi à atténuer la transmission des sons. Il est égal à:

$$R(dB) = 10 \log_{10} \frac{1}{\tau} \quad (II-3)$$

où  $\tau$  étant l'efficacité de transmission de l'énergie sonore (rapport de l'énergie transmise à l'énergie incidente par unité de surface).

Le calcul du coefficient  $\tau$  est réalisé sur la base d'une onde acoustique plane incidente sur une paroi infinie se comportant comme une plaque de Love. Le champ acoustique incident est supposé diffus. Les résultats obtenus sont présentés au niveau du tableau II-3.

**c. Isolement acoustique  $D$  (dB)**

L'isolement acoustique  $D$  (dB) est la différence arithmétique des niveaux de pression acoustique entre un local où est émis un bruit et un local où il est reçu.

$$D(dB) = Lp_{ext} - Lp_{int} \quad (II-4)$$

où  $Lp_{ext}$  et  $Lp_{int}$  sont respectivement le niveau de pression acoustique dans le local d'émission et dans le local de réception.

• **Estimation par le code de calcul CeReS**

CeReS [79, 80] est un code de calcul vibroacoustique, développé par A. Le Bot. Il est destiné à la prédiction des niveaux sonore et vibratoire des structures à haute fréquence. La simulation a été réalisée entre l'enceinte acoustique, modélisée par une cavité parallélépipédique et l'extérieur. Le calcul a été effectué dans deux cas différents: sans et avec laine de roche. Dans le premier cas (sans laine de roche), les dimensions internes de la cavité sont  $0,8 \times 0,76 \times 0,75 \text{ m}^3$ . Dans le deuxième cas de calcul (avec laine de roche), les dimensions sont  $0,65 \times 0,57 \times 0,56 \text{ m}^3$ . Les coefficients d'absorption de la laine de roche introduits sont les coefficients d'absorption énergétiques donnés sur six bandes d'octaves axées sur 125, 250, 500, 1000, 2000 et 4000 Hz (Tableau II-1). Le coefficient d'absorption du bois aggloméré est  $\alpha_{ene} = 0,03$  pour toutes les fréquences. L'absorption atmosphérique n'est pas prise en compte.

Deux points de calcul ont été considérés. Le premier (récepteur 1) est située à l'extérieur de l'enceinte acoustique et le deuxième (récepteur 2) est à l'intérieur de la cavité considérée fermée (Figure II-5).

L'isolement acoustique  $D$  (dB) de l'enceinte acoustique est la différence en dB entre le bruit à l'extérieur et le bruit à l'intérieur de l'enceinte acoustique mesurés respectivement au niveau du récepteur 1 et du récepteur 2 pour une fréquence donnée.

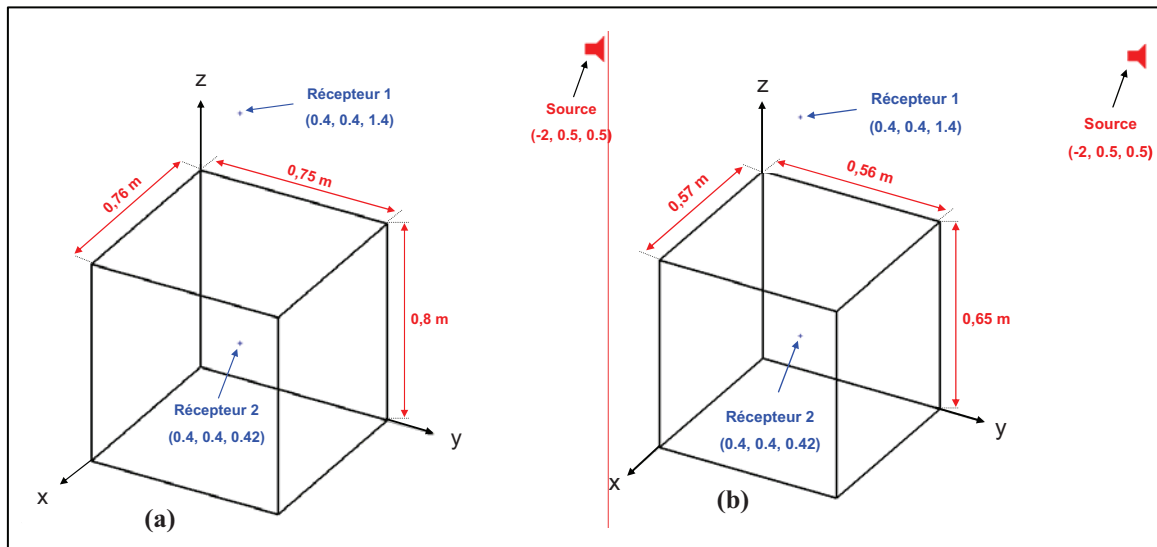


Figure II-5: Modèle CeReS Utilisé, (a) sans laine de roche, (b) avec laine de roche.

Le calcul de l'isolement  $D$  (dB), dans le code de calcul *CeReS* est basé sur la méthode des échanges radiatifs [79-81]. Cette méthode nécessite d'avoir un grand nombre de modes dans la bande fréquentielle étudiée [81, 82]. Par ailleurs, comme notre enceinte acoustique possède peu de modes pour  $f \leq 500$  Hz (Tableau II-2), le calcul a été effectué uniquement pour  $f = 1000, 2000$  et  $4000$  Hz.

F (Hz)	125	250	500	1000	2000	4000
Nombre de modes	0	0	7	40	239	1226

Tableau II-2: Nombre de modes de l'enceinte acoustique en fonction de la fréquence sous l'hypothèse que les parois sont rigides (condition de Neumann).

Les résultats obtenus sont présentés par bandes d'octaves dans le tableau II-3.

F (Hz)	Efficacité de transmission ( $\tau$ )	Ind. d'affaib. $R$ (dB) (Aggloméré seul)	Iso. acoustique $D$ (dB) avec laine de roche	Iso. acoustique $D$ (dB) sans laine de roche
125	$4 \cdot 10^{-2}$	14	-	-
250	$1,3 \cdot 10^{-2}$	19	-	-
500	$4 \cdot 10^{-3}$	24	-	-
1000	$1,3 \cdot 10^{-3}$	29	35	16,3
2000	$1,8 \cdot 10^{-3}$	27	51	32,4
4000	$4 \cdot 10^{-4}$	33	72	54

Tableau II-3: Efficacité de transmission de l'énergie sonore, indices d'affaiblissement et isolement acoustique en fonction des fréquences selon le code CeReS.

A partir de ce tableau, l'isolement acoustique apporté par la laine de roche à 1000 Hz est de 18,7 dB (35 dB – 16,3 dB).

- **Mesure de l'isolement acoustique**

Il s'agit de mesurer le niveau sonore  $L_p$  (dB) d'un bruit émis par une source externe, à l'intérieur et à l'extérieur de l'enceinte acoustique après mise en place du traitement acoustique. La mesure a été réalisée pour différentes positions de la source sonore autour de la cavité acoustique et pour différentes positions du microphone intérieur en gardant toujours la distance "source – microphone" constante. Le bruit rayonné est un bruit blanc dont la bande passante est de 17 kHz, placé environ un mètre du microphone utilisé. Lors de la mesure intérieure, le porte-échantillon et les éprouvettes ont été mis en place (Figure II-6).

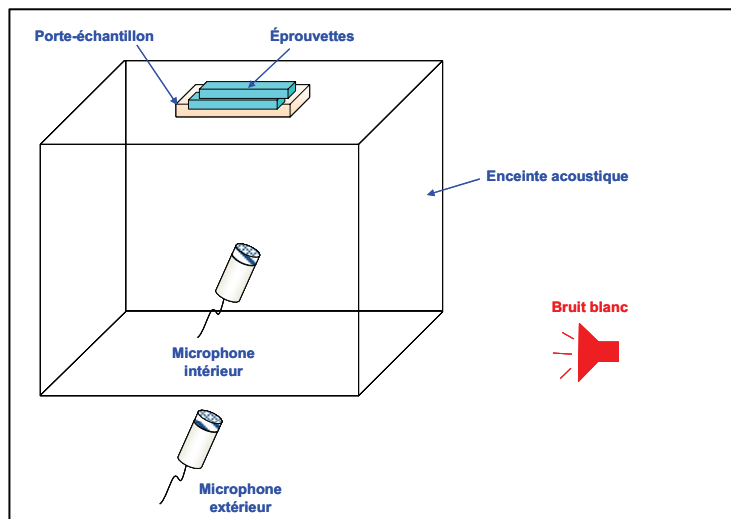


Figure II-6: Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de l'isolement acoustique  $D$  (dB) de l'enceinte acoustique.

Les résultats montrent un isolement acoustique moyen de 30,7 dB. La différence observée par rapport aux résultats numériques ( $D$  (dB)<sub>exp.</sub> <  $D$  (dB)<sub>num.</sub>) est expliquée par le fait que dans la modélisation numérique nous n'avons pas tenu compte de la fente conçue au niveau du couvercle, même si elle était bouchée par l'éprouvette fixe.

### II.2.1.5. Analyse modale

#### a. Enceinte acoustique

Les propriétés modales de l'enceinte acoustique ont été déterminées expérimentalement. Le montage expérimental utilisé est simplement un haut parleur excité par un bruit blanc, dans la bande audible, généré par un générateur des signaux et un microphone permettant de mesurer

la pression acoustique à l'intérieur de l'enceinte acoustique. Le haut parleur et le générateur des signaux sont placés respectivement à l'intérieur et à l'extérieur de l'enceinte à caractériser (Figure II-7).

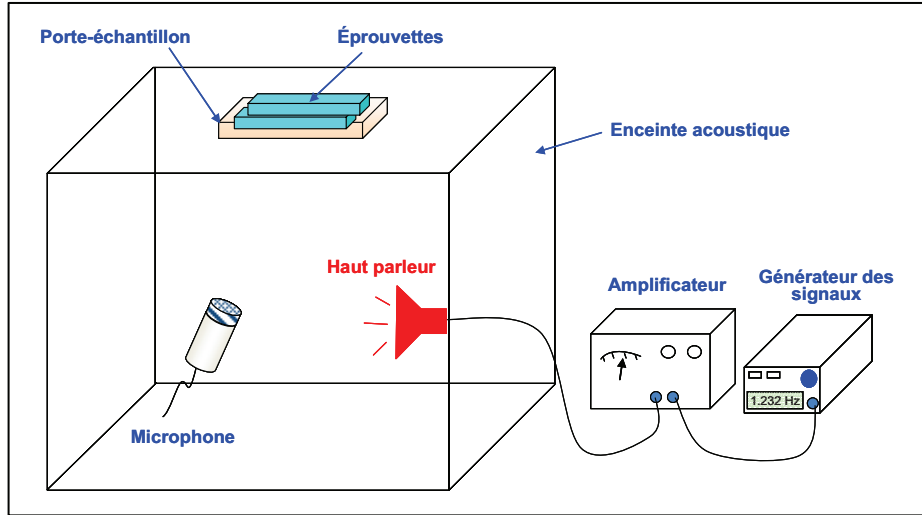


Figure II-7: Schéma du montage expérimental utilisé pour la mesure de la Fonction de Réponse en Fréquence (FRF) entre le microphone et le haut parleur placés tous les deux à l'intérieur de l'enceinte acoustique.

La Fonction de Réponse en Fréquence (FRF) mesurée entre la tension d'excitation (V) en bruit blanc aux bornes du haut parleur et la pression acoustique (Pa) mesurée par le microphone est tracée sur la figure II-8. La fonction de cohérence correspondante est donnée sur la figure II-9. A partir de la figure II-8, cinq modes acoustiques ont été observés dans la bande audible (20 Hz - 20 kHz). Les fréquences propres correspondantes sont données dans le tableau II-4.

Pour chaque fréquence propre est calculé un coefficient d'amortissement modal à - 3dB (Tableau II-4) par la relation suivante:

$$\zeta_i = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2\omega_i} = \frac{\Delta\omega}{2\omega_i} \quad (\text{II-5})$$

où  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont deux fréquences déterminées à - 3dB sur le spectre de la fonction de transfert  $H_{fa}$  autour d'un pic de fréquence propre  $\omega_i$  (Figure II-10).

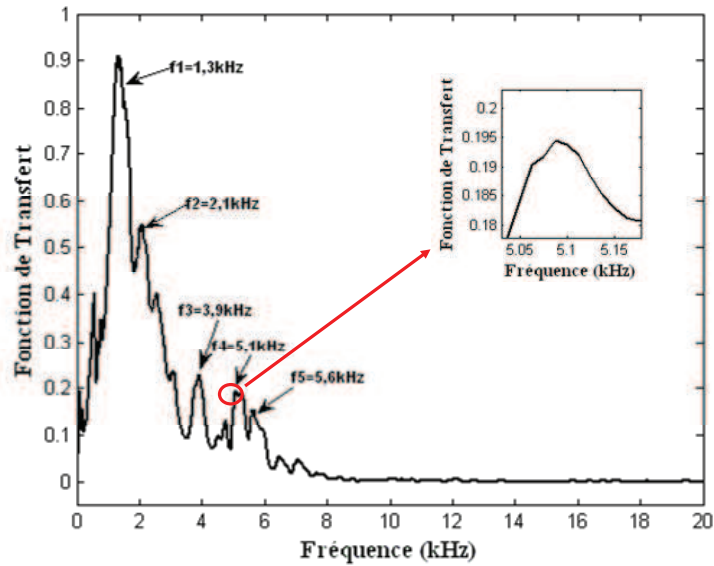


Figure II-8: Fonction de transfert mesurée entre la pression acoustique (Pa) et la tension d'excitation (V) en bruit blanc de l'enceinte acoustique.

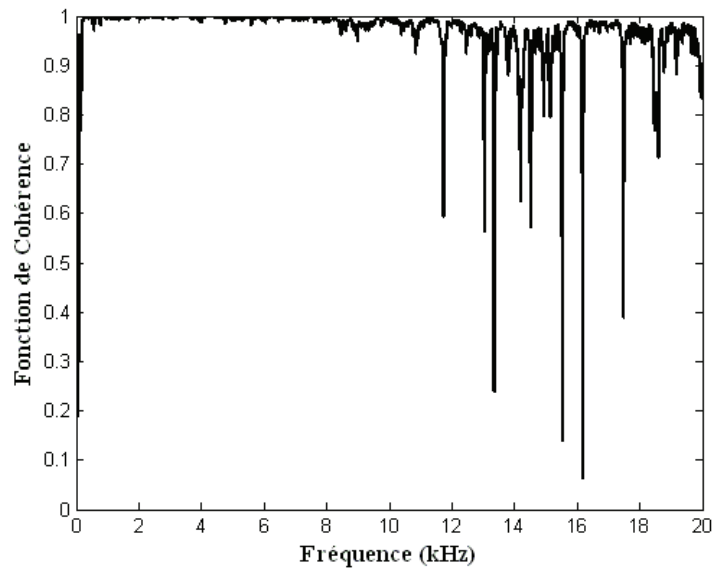


Figure II-9: Fonction de cohérence correspondante à la fonction de transfert tracée sur la figure II-8.

	Fréquences propres exp. (Hz)	Coef. d'amortissement modal exp.
f1	1300	0,23
f2	2088	0,10
f3	3900	0,03
f4	5100	0,04
f5	5600	0,03

Tableau II-4: Fréquences propres expérimentales de l'enceinte acoustique.

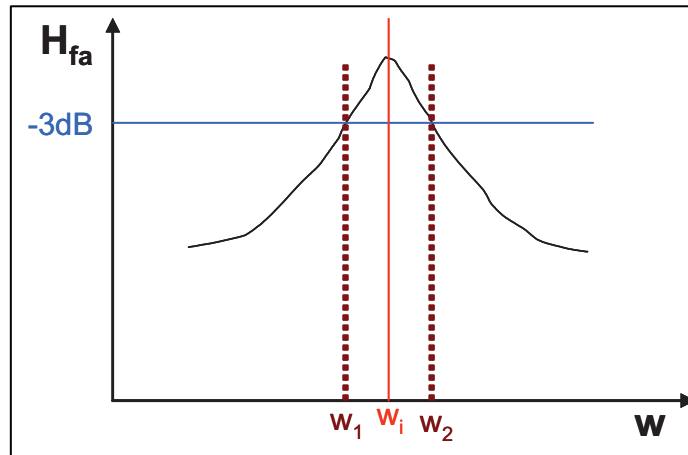


Figure II-10: Méthode de la détermination du coefficient d'amortissement modal.

### b. Porte-échantillon

L'analyse modale du porte-échantillon a été réalisée par deux méthodes: expérimentale et numérique.

L'analyse expérimentale consiste à mesurer la Fonction de Réponse en Fréquence entre la force d'excitation du porte-échantillon à l'aide d'un bruit blanc et l'accélération vibratoire résultante (Figure II-11).

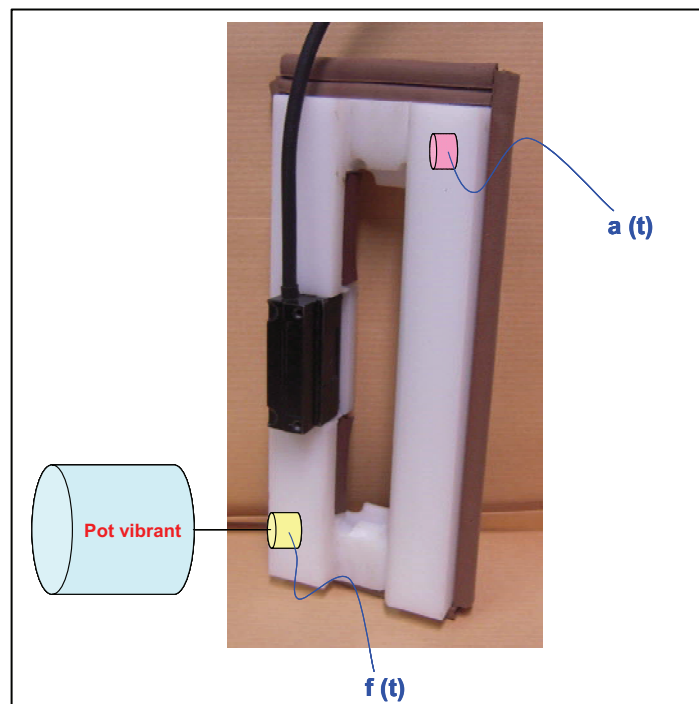


Figure II-11: Mesure expérimentale de la Fonction de Réponse en Fréquence (FRF) entre une force d'excitation imposée par un pot vibrant excité par un bruit blanc et l'accélération résultante au niveau du porte-échantillon.

La Fonction de Réponse en Fréquence (FRF) réalisée est tracée sur la figure II-12. La fonction de cohérence correspondante est donnée sur la figure II-13.

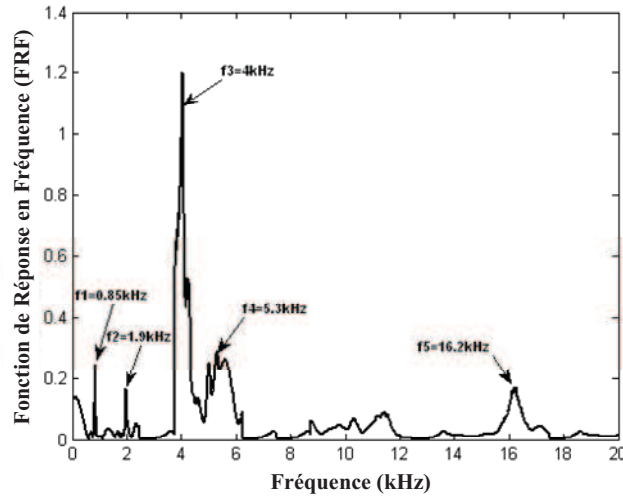


Figure II-12: Fonction de Réponse en Fréquence mesurée entre l'accélération  $a(t)$  ( $ms^{-2}$ ) et la force d'excitation  $f(t)$  (N) du porte - échantillon.

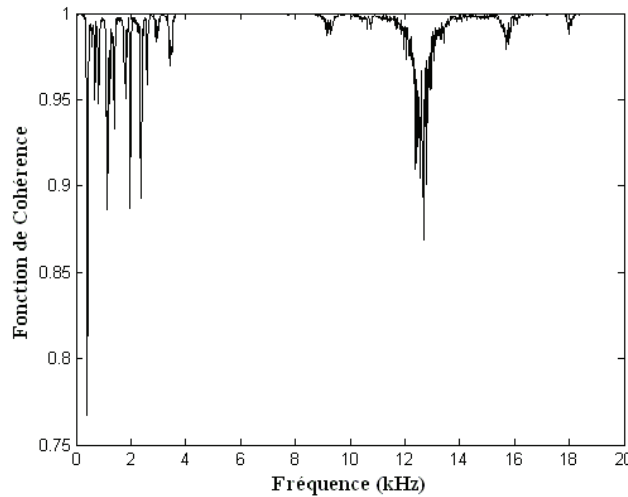


Figure II-13: Fonction de cohérence correspondante à la FRF tracée sur la figure II-12.

Les fréquences propres déterminées à partir de la FRF de la figure II-12 ainsi que les coefficients d'amortissement modal, calculés à partir de la relation (II-5), sont présentés dans le tableau II-5.

	Fréquences propres exp. (Hz)	Coef. d'amortissement modal exp.
f1	850	0,016
f2	2000	0,01
f3	4000	0,013
f4	5300	0,01
f5	16200	0,01

Tableau II-5: Fréquences propres expérimentales et facteurs <d'amortissement modal du porte-échantillon.



L'analyse numérique a été effectuée à l'aide du code de calcul en éléments finis ABAQUS, en mode libre - libre. Un maillage volumique du type tétraédrique, 4 nœuds par élément a été utilisé. Le modèle réalisé comporte 45554 éléments et 9884 nœuds. La loi de comportement utilisée est l'élasticité linéaire dans le cas des petites déformations.

Dans la bande audible, 73 fréquences propres ont été calculées. Par ailleurs, uniquement deux déformées modales qui peuvent être probablement associées aux deux premières fréquences propres expérimentales (850 Hz et 2000 Hz) (Figure II-14). Au-delà de 2000 Hz, la densité modale de la structure étant élevée, il est alors nécessaire de déterminer expérimentalement les déformées modales afin d'identifier les autres modes propres de la structure.

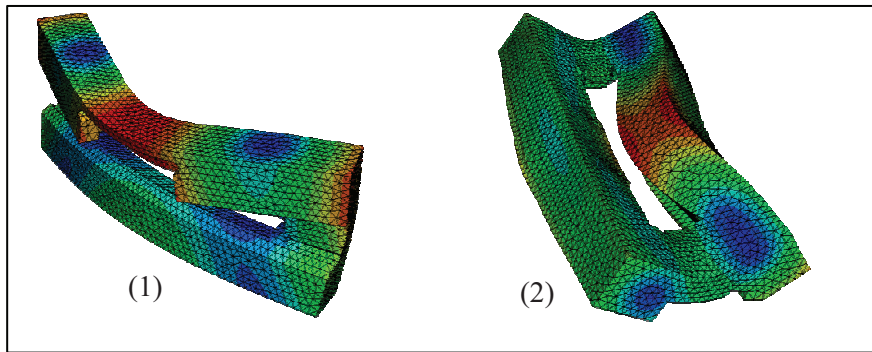


Figure II-14: Modes propres numériques identifiés du porte-échantillon.

### c. Dispositif pour le contact sphère – plan

Les fréquences propres du système masse – ressort, utilisé dans le cas du contact sphère – plan, peuvent être calculées analytiquement à l'aide de l'équation suivante:

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_r}{m_e}} \quad (\text{II-6})$$

où  $K_r$  est la raideur du ressort et  $m_e$  est la masse équivalente de l'ensemble du dispositif accroché au ressort (Figure II-15) telle que:

$$m_e = \frac{m_T L_G}{L_e} \quad (\text{II-7})$$

avec  $m_T$  est la masse totale du dispositif représenté sur la figure II-15,  $L_G$  est la distance entre l'articulation au point A et le centre de masse G ( $L_G = 285$  mm) et  $L_e$  est la distance entre le point A et le point de fixation du ressort ( $L_e = 460$  mm).

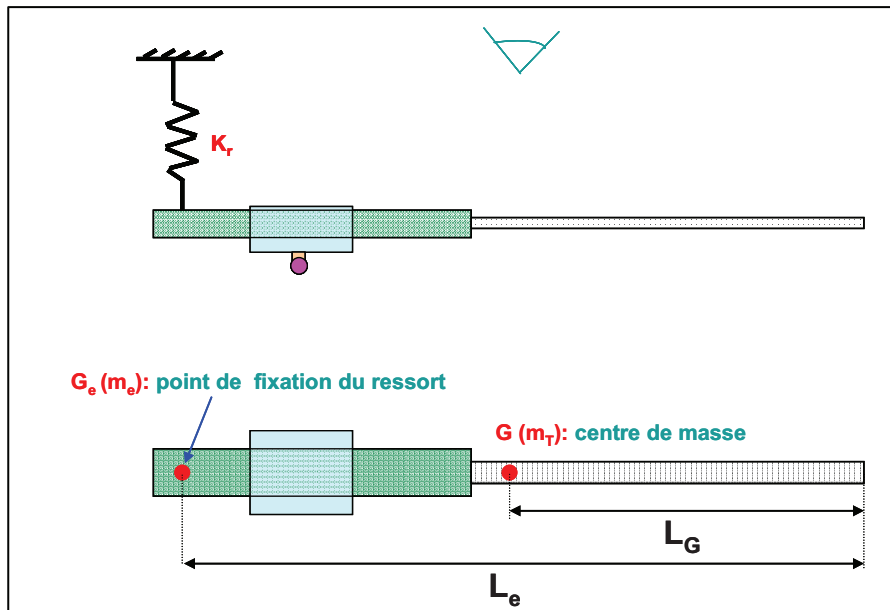


Figure II-15: Définition de la masse équivalente dans le cas du dispositif sphère – plan.

Les trois fréquences fondamentales correspondantes aux trois billes utilisées sont données dans le tableau II-6.

	Bille 4 mm	Bille 12,7 mm	Bille 23 mm
<b>Fréquence propre (Hz)</b>	1,62	1,61	1,58

Tableau II-6: Fréquences propres du système bille - ressort.

Nous remarquons à partir de ces résultats que quelque soit la taille de la bille frottante utilisée, la fréquence fondamentale du dispositif expérimental est de l'ordre de 1,6 Hz. Il est à noter ici que cette fréquence est non comprise dans l'intervalle des fréquences étudiées [20 Hz – 20 kHz].

## II.2.2. Échantillons

### II.2.2.1. Propriétés mécaniques

Dans le cas du contact plan – plan, les échantillons utilisés sont des plaques, en acier S235JRG2, en aluminium AU4G et en cuivre, de dimensions 120 x 22 mm<sup>2</sup>. Leur épaisseur est de 8 mm. Les propriétés mécaniques de chaque matériau utilisé sont données dans le tableau II-7.

	Acier S235 JRG2	Cuivre	Aluminium AU4G
<b>Module D'Young E (GPa)</b>	210	115	70
<b>Coefficient de poisson <math>\nu</math></b>	0,3	0,35	0,34
<b>Masse volumique (kg /m<sup>3</sup>)</b>	7800	8900	2700
<b>Limite élastique (GPa)</b>	2,5	0,33	0,27
<b>Poids (g)</b>	165	186	57
<b>Célérité des ondes longitudinales <math>C_L^*</math> (m/s)</b>	6000	4600	6300
<b>Célérité des ondes transversales <math>C_T^{**}</math> (m/s)</b>	3200	2200	3100

*Tableau II-7: Propriétés mécaniques de différents matériaux utilisés.*

Dans le cas du contact sphère – plan, les échantillons utilisés sont des billes en acier 100Cr6 et les éprouvettes 120 x 22 x 8 mm<sup>3</sup> fabriquées en acier S235JRG2 et utilisées dans le contact plan - plan. Les sphères utilisées ont les mêmes propriétés mécaniques (module d'Young, coefficient de poisson et masse volumique) que les éprouvettes planes antagonistes. Trois diamètres de billes ont été utilisés: 4 mm, 12,7 mm et 23 mm.

### *II.2.2.2. Topographie des surfaces*

Les surfaces des échantillons sont tout d'abord rectifiées, puis l'une des faces 120 x 22 mm<sup>2</sup> a été traitée par sablage ou par électroérosion (EDM). Ces deux procédés de traitement des surfaces fournissent une rugosité aléatoire, uniforme et isotrope.

Les mesures topographiques 3D ont été réalisées à l'aide du rugosimètre optique décrit au chapitre I (Figure I-10). Sur la figure II-16, est présenté un exemple de topographie de surface 3D mesurée sur des échantillons en acier traité par sablage et par électroérosion. La mesure topographique a été effectuée sur une surface de 2,44 x 1,86 mm<sup>2</sup>, avec des pas de mesure de 3,32 x 3,87 μm<sup>2</sup>. Les paramètres topographiques ont été calculés à l'aide du logiciel TopoSurf<sup>®</sup> 3D.

Les surfaces étudiées montrent pour la plupart une distribution gaussienne des hauteurs d'aspérités (Figure II-17). Le tableau II-8 donne les principaux paramètres topographiques, à savoir la moyenne arithmétique  $Ra$ , le Skewness  $Rsk$ , le Kurtosis  $Rku$ , la largeur moyenne des éléments du profil  $RSm$ , le rayon moyen des pics  $\beta$ , l'écart type de la distribution des hauteurs d'aspérités  $\sigma$ , le nombre de pics  $N$  par mm<sup>2</sup>, l'angle d'attaque  $\alpha$  et l'angle au sommet  $\theta$  tel que  $2\alpha+\theta=180^\circ$  (Figure II-18).

\*  $C_L = [E(1-\nu)/\rho(1+\nu)(1-2\nu)]^{1/2}$

\*\*  $C_T = [E/2\rho(1+\nu)]^{1/2}$

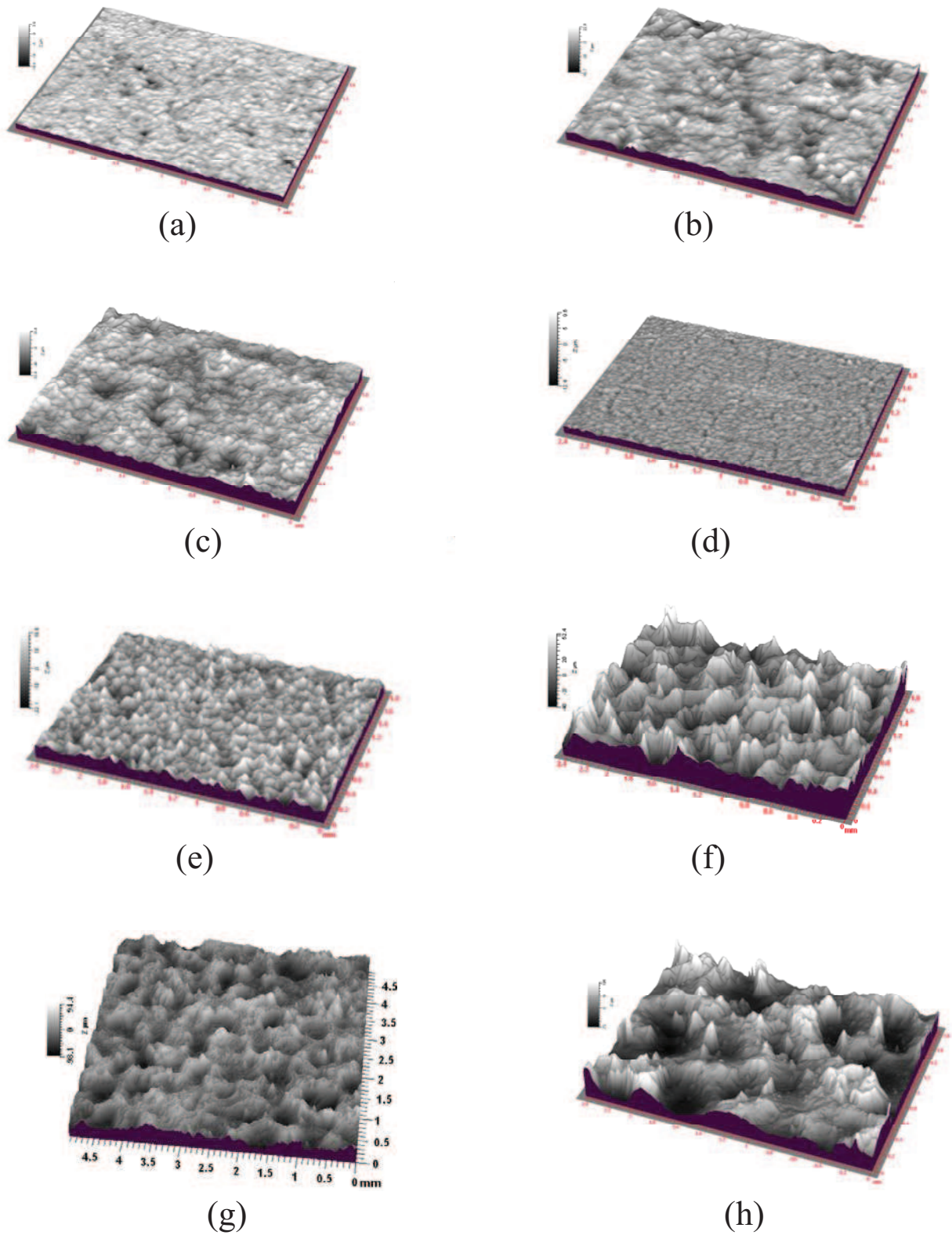


Figure II-16: Topographie de surface 3D; Sablage : (a)  $Ra = 1\ \mu\text{m}$ , (b)  $Ra = 3\ \mu\text{m}$ , (c)  $Ra = 5\ \mu\text{m}$ . EDM : (d)  $Ra = 1\ \mu\text{m}$ , (e)  $Ra = 4,5\ \mu\text{m}$ , (f)  $Ra = 10\ \mu\text{m}$ , (g)  $Ra = 20\ \mu\text{m}$ , (h)  $Ra = 26\ \mu\text{m}$ .

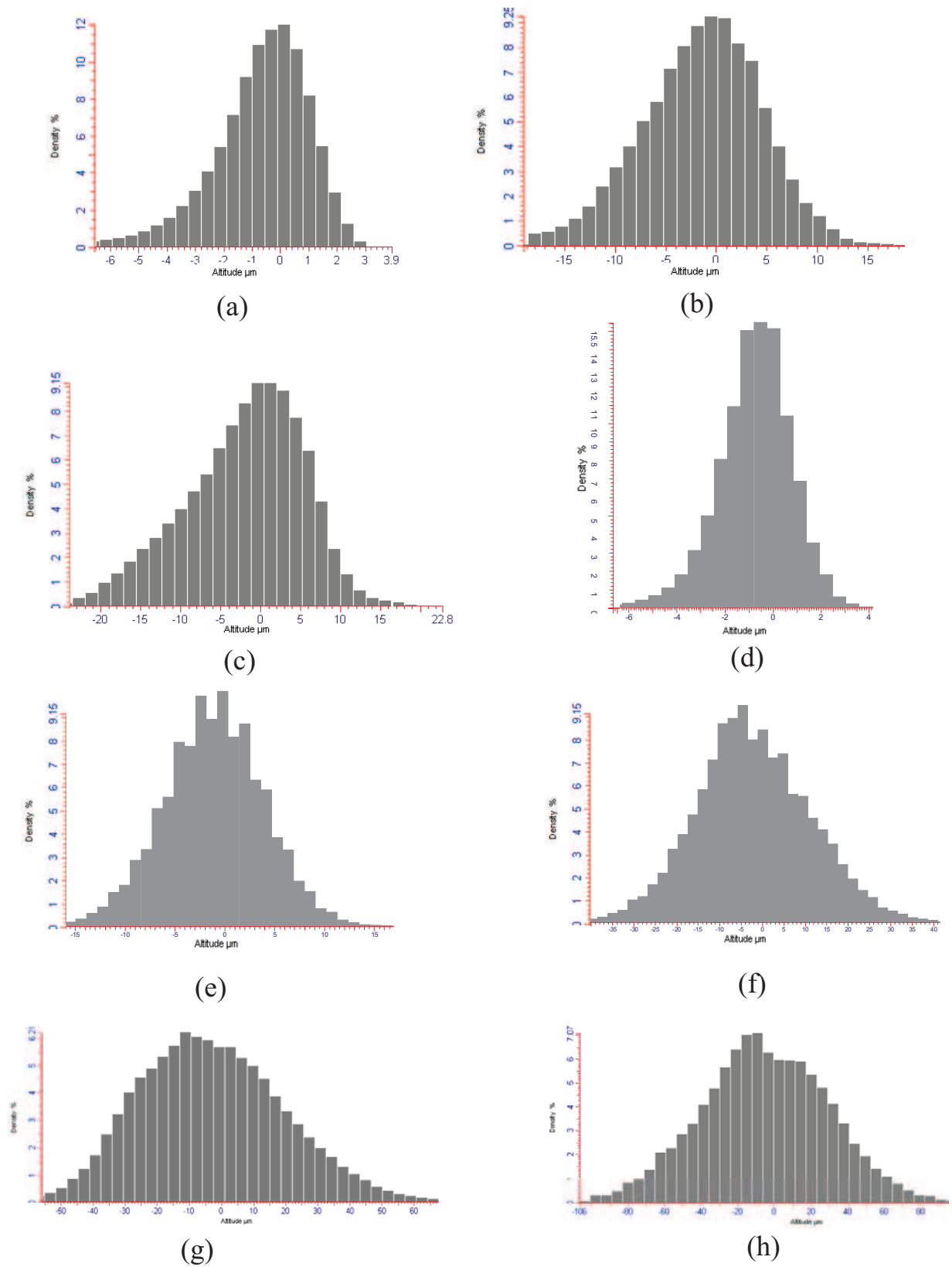


Figure II-17: Distribution des hauteurs des aspérités des surfaces; Sablage : (a)  $Ra = 1 \mu\text{m}$ , (b)  $Ra = 3 \mu\text{m}$ , (c)  $Ra = 5 \mu\text{m}$ . EDM : (d)  $Ra = 1 \mu\text{m}$ , (e)  $Ra = 4,5 \mu\text{m}$ , (f)  $Ra = 10 \mu\text{m}$ , (g)  $Ra = 20 \mu\text{m}$ , (h)  $Ra = 26 \mu\text{m}$ .

Il est à noter que dans le cas du contact sphère – plan, les billes utilisées sont lisses de rugosité  $Ra = 0,1 \mu\text{m}$ .

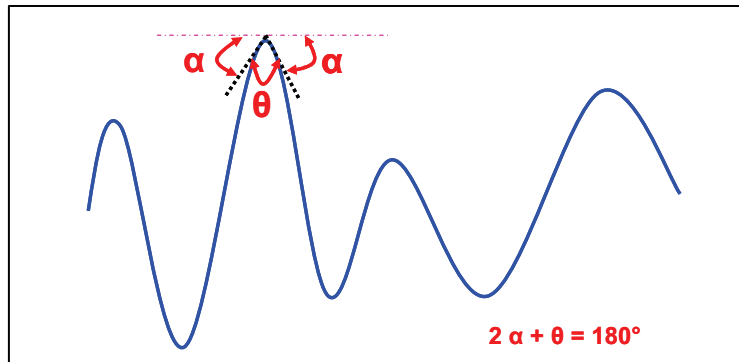


Figure II-18: Angle d'attaque  $\alpha$  et angle au sommet  $\theta$  au niveau d'une aspérité de surface.

	Sablage			Electroérosion (EDM)				
<b>Ra (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	1	3	5	1	4,5	10	20	26
<b>Rsk</b>	-1,1	-0,41	-0,53	-0,07	-0,03	0,17	0,25	0
<b>Rku</b>	5,7	3,55	3,19	3,1	3,15	2,96	2,9	2,83
<b>RSm (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	79	160	173	92	150	276	410	516
<b><math>\alpha</math> (<math>^\circ</math>)</b>	4	8	9	6,3	7,3	12,2	13	13,5
<b><math>\theta</math> (<math>^\circ</math>)</b>	172	164	162	167,4	165,4	155,6	154	153
<b><math>\beta</math> (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	119	45	40	64	57	52	30	12
<b><math>\sigma</math> (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	1,83	6,45	7,74	1,1	4,1	10	13	8,62
<b>N (pics/mm<sup>2</sup>)</b>	144	120	100	228	87	29	17	12

Tableau II-8: Rugosité de surface et paramètres topographiques mesurés par rugosimètre optique sur des surfaces traitées par sablage et par électroérosion.  $Ra$  est la rugosité de surface arithmétique,  $Rsk$  et  $Rku$  sont respectivement le Skewness et le kurtosis de la distribution topographique des hauteurs des aspérités de surface,  $RSm$  est la largeur moyenne des éléments du profil,  $\alpha$  est l'angle d'attaque et  $\theta$  est l'angle au sommet,  $\beta$  est le rayon moyen des pics,  $\sigma$  est l'écart type de la distribution des hauteurs d'aspérités et  $N$  est le nombre de pics par  $\text{mm}^2$ .

### II.2.2.3. Caractérisation dynamique

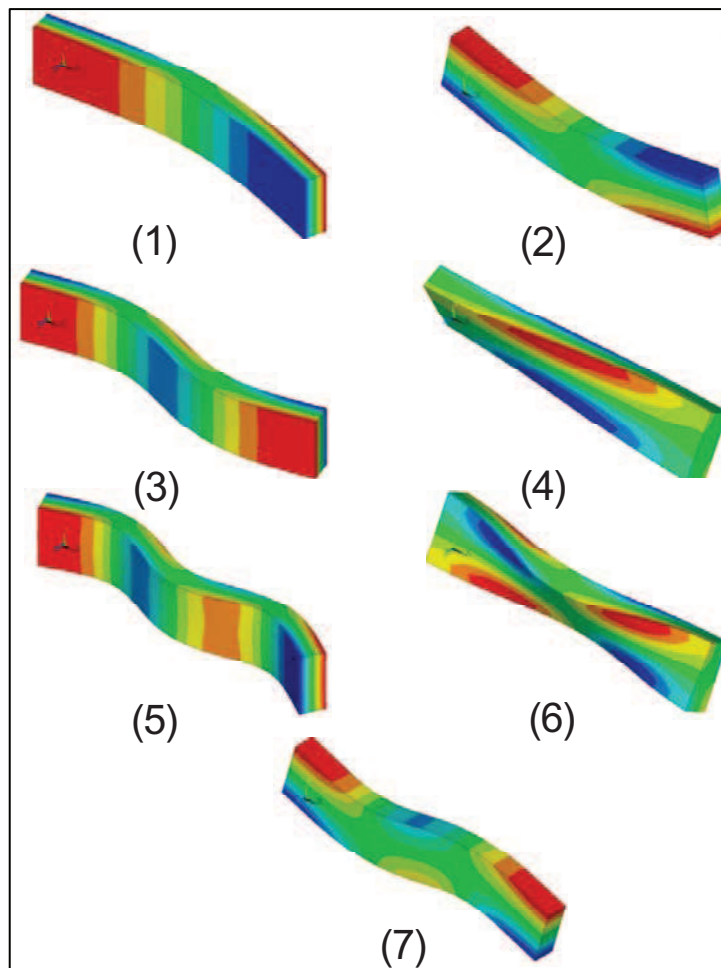
#### a. Analyse modale

Les propriétés modales des échantillons ont été déterminées par deux méthodes: numérique et expérimentale. L'analyse numérique est réalisée à l'aide du code de calcul en éléments finis ANSYS. Elle consiste à modéliser les échantillons par des parallélépipèdes en mode libre - libre. Nous avons utilisé un maillage volumique du type tétraédrique, 4 nœuds par élément. Le maillage optimal a nécessité 6325 éléments et 10581 nœuds. La loi de comportement introduite est celle de l'élasticité linéaire classique. Sept modes de vibration ont été observés

dans la bande audible pour les éprouvettes en acier et en aluminium et dix modes pour celles en cuivre. Il est à noter que les sept premières déformées modales sont identiques pour les différentes éprouvettes (acier, aluminium et cuivre) (Figure II-19). Par ailleurs, les trois modes supplémentaires dans le cas du cuivre sont un mode de traction – compression, le 4<sup>ème</sup> mode de flexion et le 3<sup>ème</sup> mode de torsion (Figure II-20). Les fréquences propres correspondantes à l'ensemble des modes sont données dans le tableau II-9.

Fréquences propres numériques (Hz)	f1	f2	f3	f4	f5	f6	f7	f8	f9	f10
<b>Acier</b>	2920	7350	7850	8090	14900	16350	17650	-	-	-
<b>Aluminium</b>	2860	7200	7690	7800	14550	15700	17150	-	-	-
<b>Cuivre</b>	2020	5080	5430	5470	10270	11050	12100	14950	15260	16800

*Tableau II-9: Fréquences propres numériques (Hz) des échantillons.*



*Figure II-19: Modes propres numériques. (1), Premier mode de flexion. (2), Premier mode de flexion transverse. (3), Deuxième mode de flexion. (4), Premier mode de torsion. (5), Troisième mode de flexion. (6), Deuxième mode de torsion. (7), Deuxième mode de flexion transverse.*



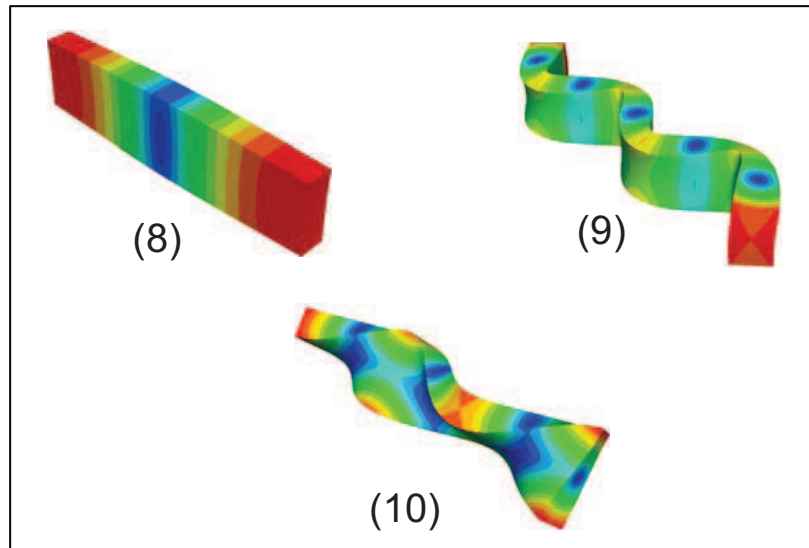


Figure II-20: Modes propres numériques supplémentaires dans les cas des éprouvettes en cuivre. (8), Mode de traction - compression. (9), Quatrième mode de flexion. (10), Troisième mode de torsion.

Il existe généralement deux conditions à vérifier pour qu'un mode propre vibratoire soit rayonnant:

- les surfaces excitées sont relativement grandes (exemple : le mode 1 est nécessairement plus rayonnant que le mode 8 car les surfaces correspondantes sont respectivement  $120 \times 22 \text{ mm}^2$  et  $22 \times 8 \text{ mm}^2$ );
- le mode vibratoire présente peu de court-circuit acoustique.

Ces résultats numériques ont été validés par une analyse modale expérimentale. Cette analyse consiste à mesurer la Fonction de Réponse en Fréquence (FRF) en bruit blanc entre l'accélération vibratoire et la force d'excitation de l'échantillon. L'échantillon excité est suspendu librement à l'aide d'un fil attaché au portique présenté au niveau de la figure II-4. L'accéléromètre utilisé pour mesurer l'accélération vibratoire est collé sur l'une des faces d'échantillon de façon à éviter les nœuds de vibration identifiés numériquement (Figure II-21).

Dans le cas des éprouvettes en acier, la Fonction de Réponse en Fréquence force – accélération mesurée expérimentalement ainsi que la fonction de cohérence correspondante sont tracées respectivement sur la figure II-22 et II-23. Les fréquences propres correspondantes ainsi que les coefficients d'amortissement modal mesurés sont donnés dans le tableau II-10.



Il est à noter que l'amortissement du premier mode est dû principalement au rayonnement acoustique (c'est le mode le plus rayonnant). L'amortissement des autres modes est plutôt dû au type du matériau étudié (amortissement par hystérésis) ou encore au montage utilisé pour mesurer la Fonction de Réponse en Fréquence (fil, pot vibrant).

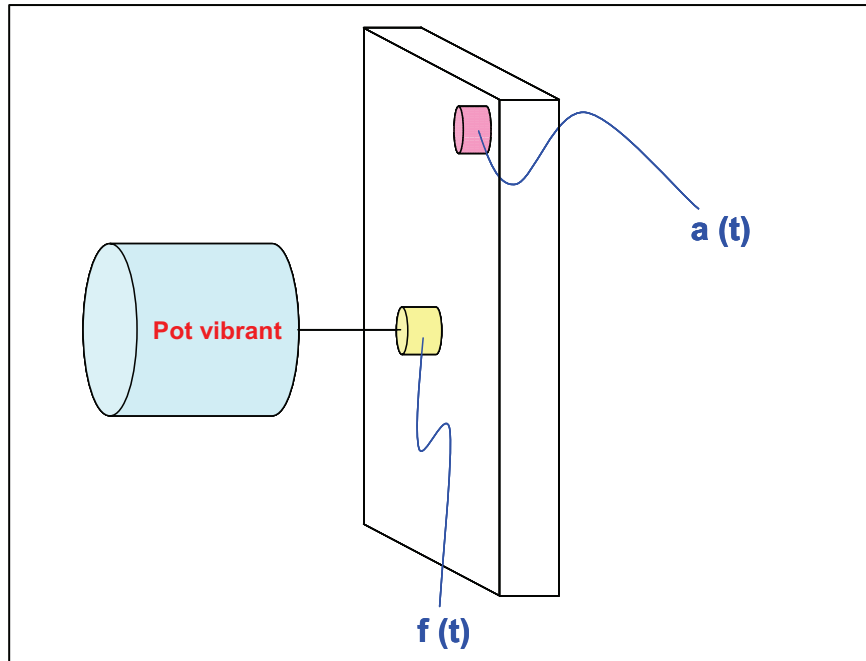


Figure II-21: Mesure expérimentale de la Fonction de Réponse en Fréquence (FRF) entre une force d'excitation imposée par un pot vibrant excité par un bruit blanc et l'accélération résultante au niveau d'échantillon.

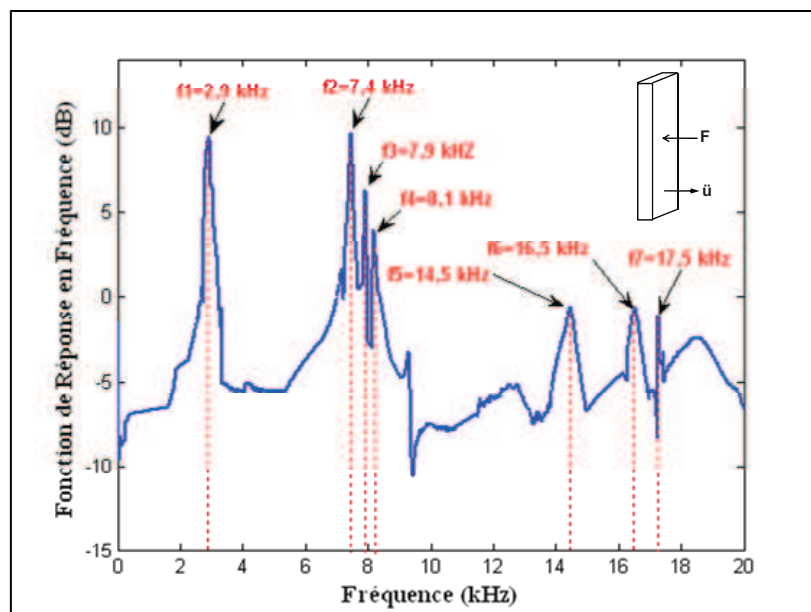


Figure II-22: Fonction de Réponse en Fréquence force - accélération des échantillons en acier.

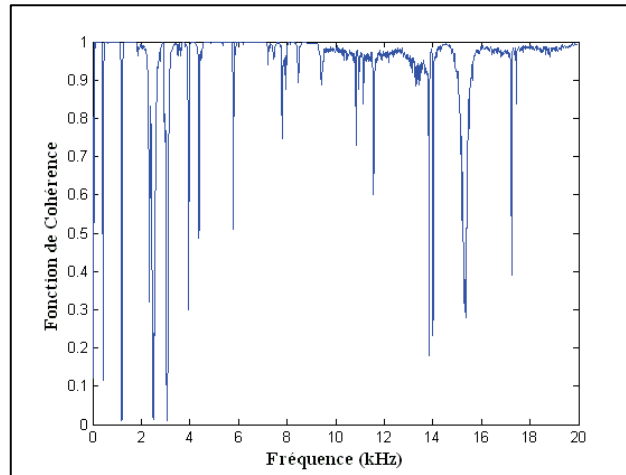


Figure II-23: Fonction de cohérence correspondante à la FRF tracée sur la figure II-22.

	Fréquences propres exp. (Hz)	Coef. d'amortissement modal exp.
<b>f1</b>	2900	0,02
<b>f2</b>	7400	0,005
<b>f3</b>	7900	0,004
<b>f4</b>	8100	0,004
<b>f5</b>	14500	0,009
<b>f6</b>	16500	0,009
<b>f7</b>	17500	0,004

Tableau II-10: Fréquences propres expérimentales et coefficients d'amortissement modaux des échantillons en acier.

### ***b. Rigidité de contact théorique***

Dans le cas du contact plan – plan entre deux surfaces rugueuses, la rigidité de contact peut être estimée à partir du modèle de Greenwood et Williamson [17] (Équation (I-27)).

Pour chaque rugosité de surface, la distribution des pics  $\phi(z)$  est supposée gaussienne. Par ailleurs, nous avons utilisé l'écart type  $\sigma$  et le rayon moyen  $\beta$  mesurés par interférométrie optique sur les surfaces considérées (Tableau II-8). La force normale appliquée est égale au poids propre de l'éprouvette supérieure (1,62 N pour l'acier, 1,82 N pour le cuivre et 0,56 N pour l'aluminium). Pour cette force appliquée, la distance  $d$  séparant les plans de référence de deux surfaces en contact est déterminée à l'aide d'un algorithme itératif basé sur la méthode de Newton – Raphson. Nous calculons ensuite pour cette valeur de  $d$  la rigidité de contact  $K_{G\&W}$ .

Connaissant le nombre de pics total au niveau de la surface 120 x 22 mm<sup>2</sup>, il est également possible d'estimer le nombre de spots de contact effectifs pour la même force appliquée (1,62 N, 1,82 N et 0,56 N) dans le cas de trois matériaux étudiés.

Les résultats obtenus pour les trois matériaux étudiés sont présentés en fonction de la rugosité de surface dans le tableau II-11.

<b>Ra (µm) (par EDM)</b>		1	4,5	10	20	26
<b>K<sub>G&amp;W</sub> (N/µm)</b>	<b>Acier</b>	6	3,6	3	2,5	2
	<b>Cuivre</b>	5,2	2,9	2,4	2	1,6
	<b>Aluminium</b>	2,3	1,2	1	0,9	0,7
<b>N<sub>c</sub></b>	<b>Acier</b>	8	3	3	3	3
	<b>Cuivre</b>	15	4	3	3	3
	<b>Aluminium</b>	9	4	3	3	3

*Tableau II-11: Rigidité de contact estimée par le modèle de Greenwood et Williamson  $K_{G\&W}$  (N/µm) et nombre de spot de contact ( $N_c$ ) pour  $Ra = 1\mu\text{m}$ ,  $4,5\mu\text{m}$ ,  $10\mu\text{m}$ ,  $20\mu\text{m}$  et  $26\mu\text{m}$  sous un chargement appliqué de 1,62 N pour l'acier, 1,82 N pour le cuivre et 0,56 N pour l'aluminium.*

À partir de ce tableau, nous remarquons qu'indépendamment du matériau étudié, plus la rugosité de surface est élevée, plus la rigidité de contact est faible. D'autre part, même si le nombre des aspérités au niveau de surface est élevé (Tableau II-8), le contact effectif est réalisé uniquement sur peu d'aspérités. Il est à noter aussi que la rigidité de contact est négligeable comparée aux propriétés élastiques des échantillons utilisés. Cela signifie que lors du frottement rugueux, les deux solides en contact sont totalement découplés dynamiquement.

### ***II.2.3. Protocole expérimental***

Chaque test de frottement est réalisé, à vitesse de glissement constante, pour un couple d'éprouvettes ayant la même rugosité de surface obtenue par le même procédé de traitement de surface. Les tests de frottement sont réalisés soit en faisant varier la rugosité de surface, soit en faisant varier la vitesse de glissement de 2 à 12 cm/s. Avant chaque test de frottement les surfaces frottées sont nettoyées avec de l'acétone. L'essai de frottement est réalisé en atmosphère ambiante (humidité relative entre 73 % et 76 % et température variant entre 23 et 25°C). Dans le cas du contact plan / plan, la force normale est appliquée simplement par le poids de l'éprouvette mobile (1,62 N pour l'acier, 1,82 N pour le cuivre et 0,56 N pour l'aluminium). Elle est égale à 1,4 N, 2,6 N et 4,6 N dans le cas du contact sphère / plan. Chaque test de frottement est répété 5 fois. Nous considérons que la partie stationnaire de chaque signal mesuré (Figure II-24).

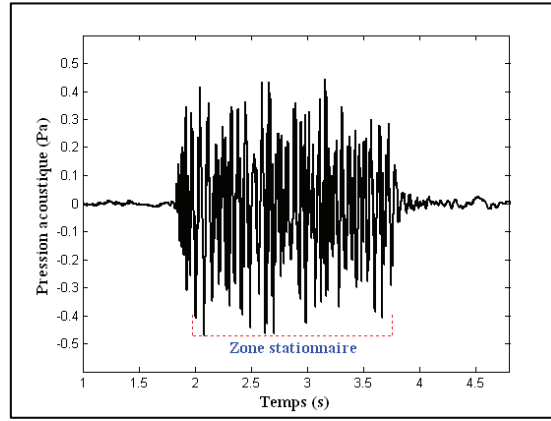


Figure II-24: Exemple d'une zone stationnaire sur un signal de la pression acoustique en fonction du temps.

## II.2.4. Résultats

### II.2.4.1. Niveau de pression acoustique et spectre

Le niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) est calculé à partir de la relation suivante:

$$L_p \text{ (dB)} = 20 \log_{10} \frac{P_{eff}}{P_0} \quad (\text{II-8})$$

où  $P_0 = 2.10^{-5} \text{ Pa}$ ,  $P_{eff}$  est la valeur efficace de la pression acoustique telle que:

$$P_{eff}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T P^2(t) dt, \quad T \text{ est la durée d'acquisition du signal mesuré.}$$

Un exemple type du spectre de bruit de rugosité est donné sur la figure II-25. Cette mesure a été réalisée avec un microphone  $\frac{1}{4}$  " dont la bande passante est de 4 Hz à 70 kHz.

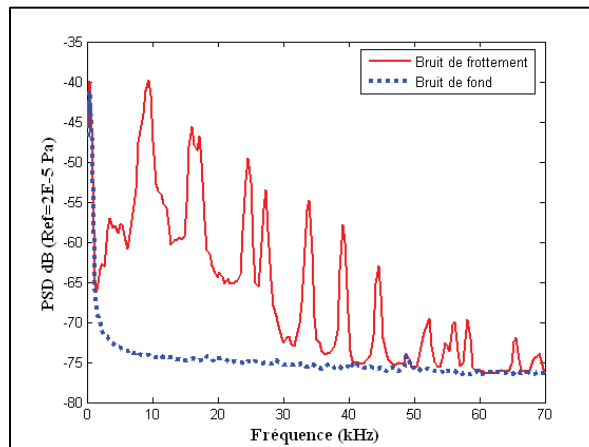


Figure II-25: Spectre du bruit de rugosité mesuré avec un microphone  $\frac{1}{4}$ " dont la fréquence de coupure est de 70 kHz, la fréquence d'échantillonnage est  $f_e = 200 \text{ kHz}$ . Eprouvettes en acier,  $R_a = 26 \mu\text{m}$  obtenue par EDM.

Nous remarquons à partir de cette figure que ce type de spectre s'étale sur une large bande fréquentielle, typiquement de 400 Hz à 70 kHz. Mais, comme nous nous intéressons qu'au

domaine audible, toutes nos mesures qui suivent seront réalisées dans la bande fréquentielle (20 Hz – 20 kHz).

### II.2.4.2. Variation du niveau de la pression acoustique $L_p$ (dB) en fonction de la rugosité de surface

#### a. Géométrie de contact plan / plan

La variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité de surface  $Ra$  ( $\mu\text{m}$ ), dans le cas d'un contact plan / plan et pour différents matériaux est tracée sur les figures II-26 et II-27. Ces deux figures présentent respectivement l'évolution de  $L_p$  (dB) en fonction de  $Ra$  pour des échantillons fabriqués en acier (Figure II-26), en cuivre (Figure II-27 (a)) et en aluminium (Figure II-27 (b)). La rugosité des surfaces frottées est obtenue par sablage (Figure II-26 (a)) et par électroérosion (Figures II-26 (b) et II-27).

Il est clair à partir de ces figures qu'indépendamment de la nature du matériau frotté, de la vitesse relative de glissement et du type de procédé de traitement des surfaces appliqué, le niveau sonore  $L_p$  (dB) est une fonction linéaire et croissante du logarithme de la rugosité de surface en accord avec la relation (I-51). La pente  $n$  de la loi décrite par l'équation (I-51) est  $0,61 \leq n \leq 0,96$ . Ces résultats sont cohérents avec l'étude de Stoimenov et al. [59] réalisée sur des échantillons en acier et pour une géométrie de contact plan / plan, mais aussi avec d'autres études faites sur des géométries de contact localisé (Stylus / plan, sphère / plan et cylindre / plan) [50 - 58].

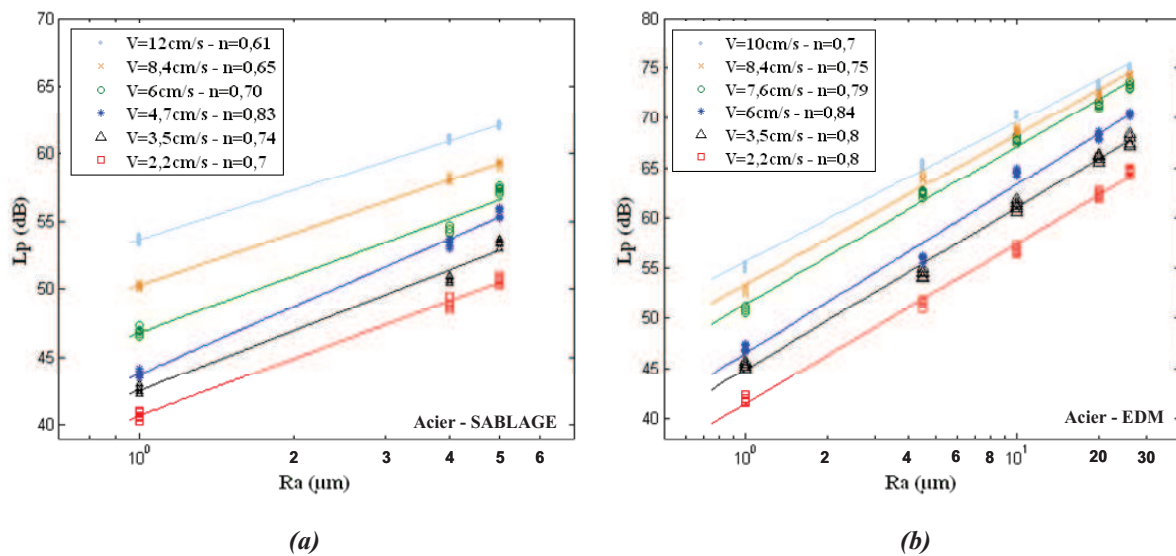


Figure II- 26: Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité de surface, obtenue par sablage (a) et par EDM (b) sur des surfaces en acier, pour différentes vitesses de glissement, dans le cas du contact plan - plan.

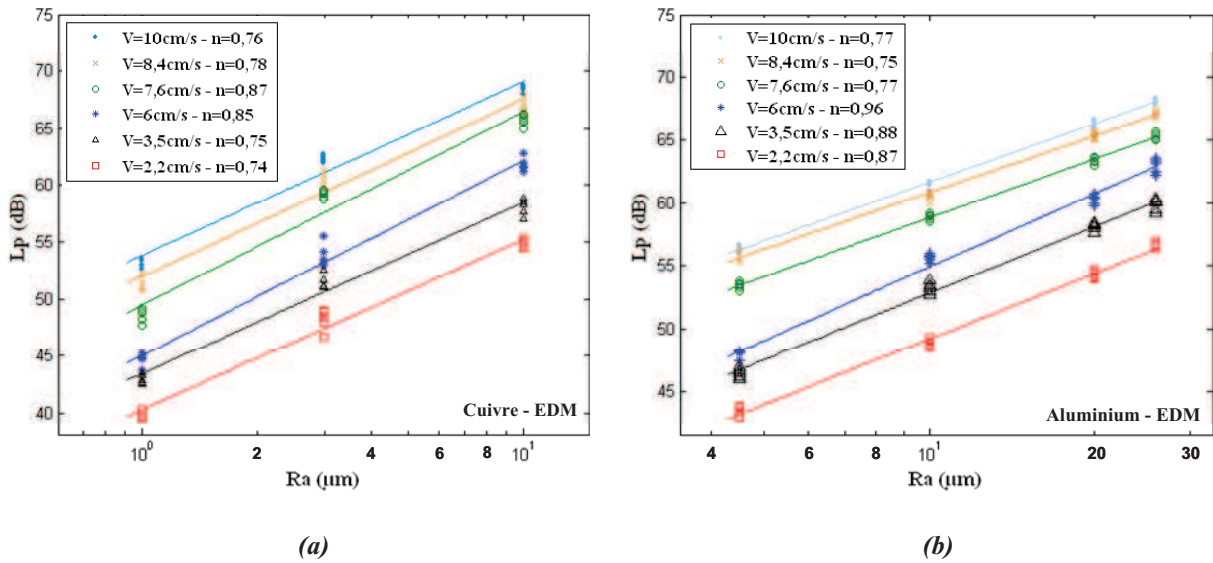


Figure II- 27: Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité de surface, obtenue par EDM, dans le cas du contact plan - plan. (a) Cuivre, (b) Aluminium.

### b. Géométrie de contact sphère / plan

L'évolution du niveau sonore  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité de surface  $R_a$ , pour différentes vitesses relatives de glissement, dans le cas d'une géométrie de contact sphère / plan est tracée sur la figure II-28.

Sur cette figure sont présentés uniquement les résultats obtenus pour des échantillons en acier. Deux séries de rugosités de surface, réalisées par sablage et par électroérosion, ont été testées. Nous remarquons à partir de cette figure, que comme dans le cas d'une géométrie de contact plan / plan, le niveau sonore  $L_p$  (dB) est une fonction linéaire et croissante du logarithme de la rugosité de surface indépendamment de la vitesse de glissement et du procédé de traitement des surfaces. La pente  $n$  de la loi décrite par l'équation (I-51) est  $0,55 \leq n \leq 1$ . Cette valeur est sensiblement la même que celle trouvée dans le cas de la géométrie de contact plan / plan. Ces résultats montrent que la variation du niveau sonore  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité de surface est indépendante de la géométrie de contact.

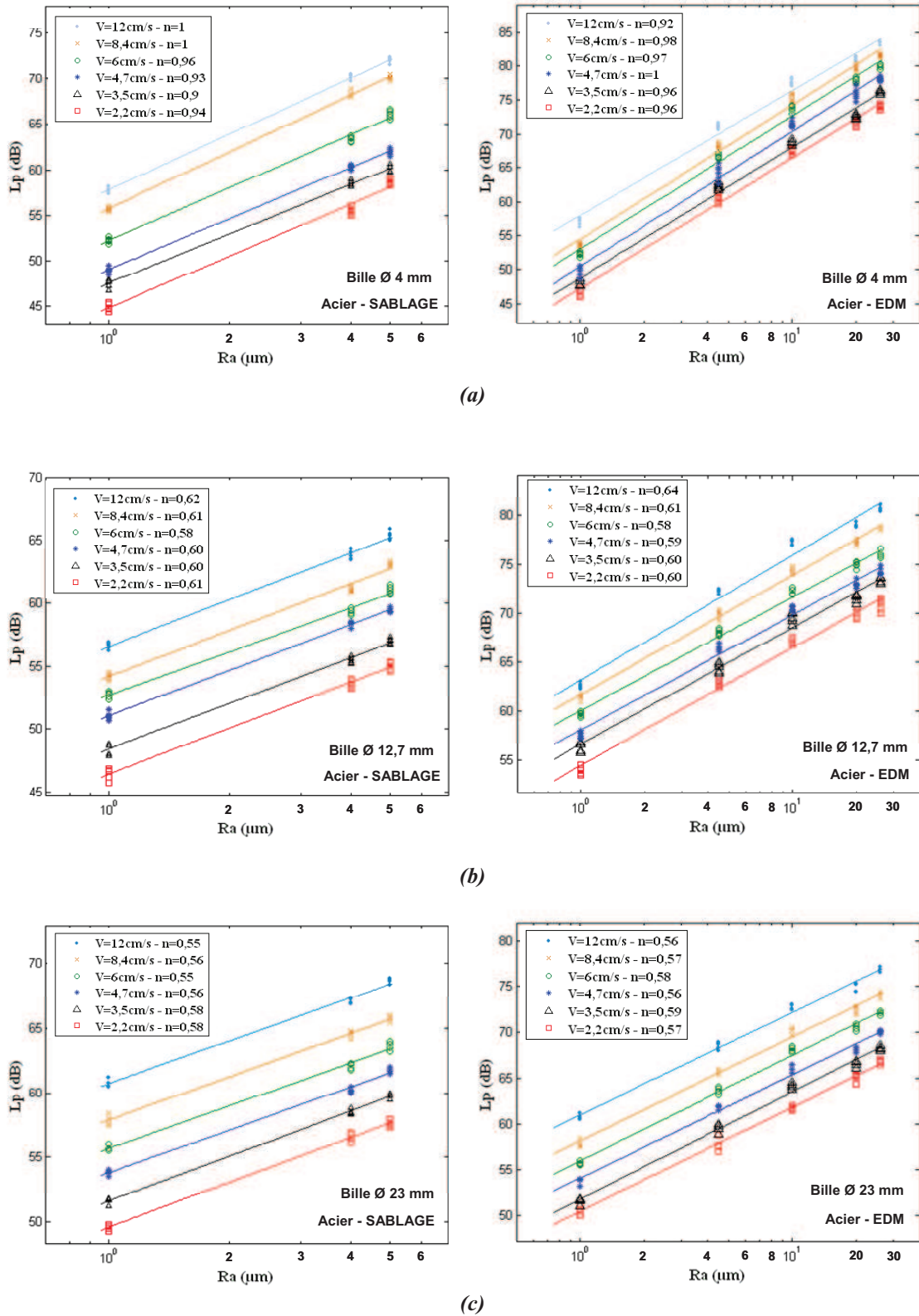


Figure II- 28: Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité de surface, obtenue par sablage et par EDM sur des surfaces en acier, pour différentes vitesses de glissement, dans le cas du contact sphère - plan. (a) Sphère de diamètre 4 mm, (b) Sphère de diamètre 12,7 mm, (c) Sphère de diamètre 23 mm.

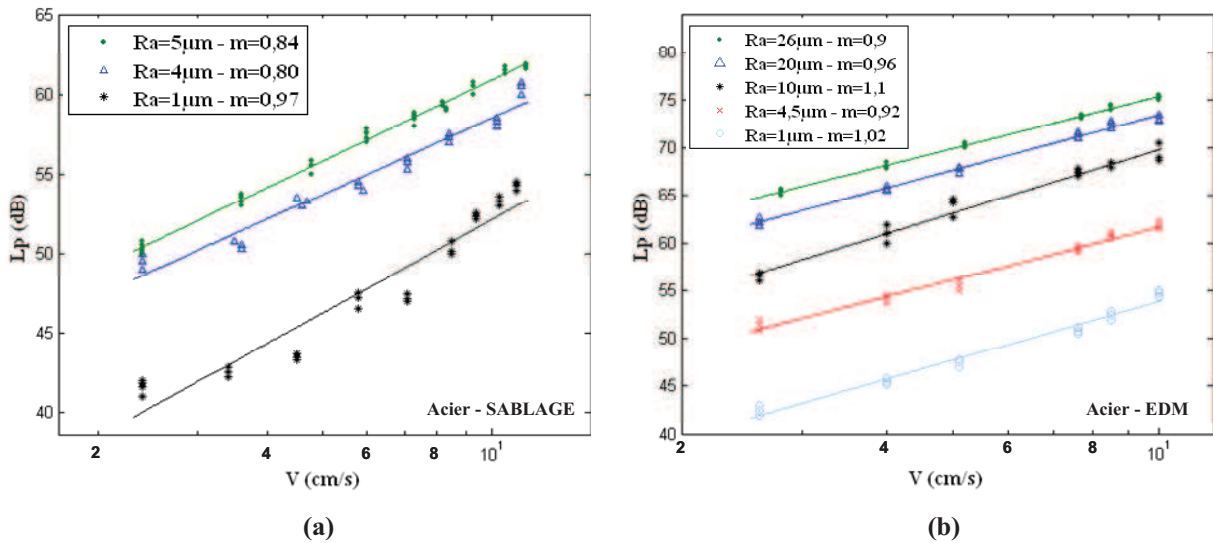


**II.2.4.3. Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse de glissement**

**a. Géométrie de contact plan / plan**

Les figures II-29 et II-30 montrent la variation du niveau sonore  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse de glissement, pour différentes rugosités de surface et différents matériaux frottés (acier, aluminium et cuivre), dans le cas d'une géométrie de contact plan / plan. Deux séries de rugosités de surface préparées par sablage (Figure II-29 (a)) et par électroérosion (Figure II-29 (b) et II-30) ont été utilisées.

Les résultats montrent une bonne linéarité entre le niveau sonore rayonné  $L_p$  (dB) et le logarithme de la vitesse de glissement en corrélation avec la loi annoncée par Yokoi et Nakai [55] (Équation I-53). La pente  $m$  est une constante indépendante du procédé de traitement des surfaces et du type de matériau utilisé. Elle est comprise entre 0,8 et 1,16. Cette valeur est en parfait accord avec celle annoncée par Yokoi et Nakai [55] même si leur étude a été réalisée dans le cas d'un contact pion / disque.



**Figure II- 29: Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse de glissement pour différentes rugosités de surface obtenues par sablage (a) et par EDM (b) sur des surfaces en acier, dans le cas d'une géométrie de contact plan / plan.**



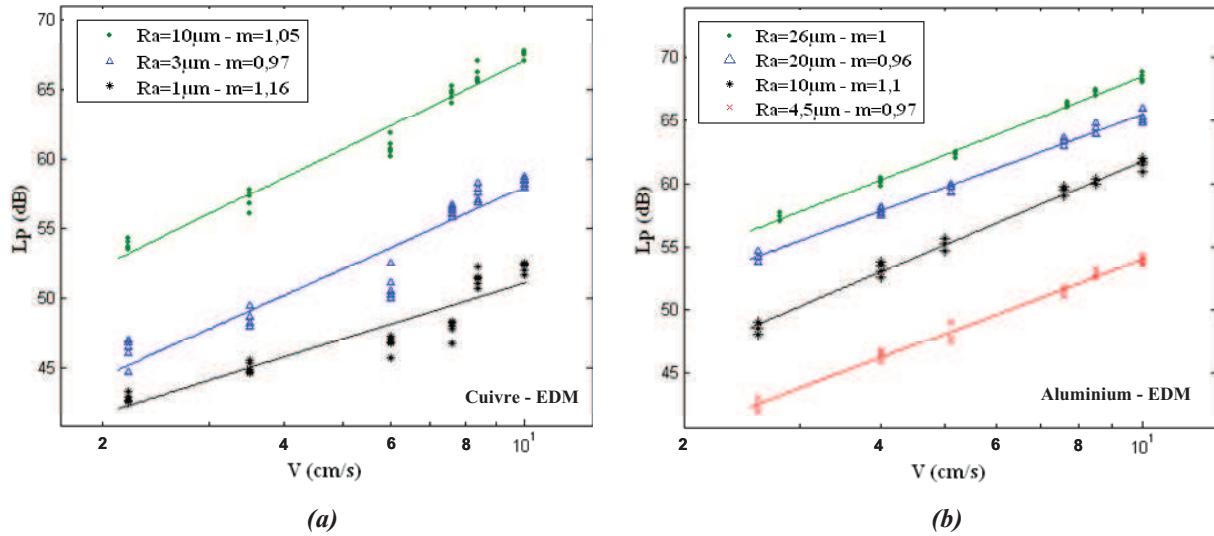


Figure II- 30: Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse de glissement pour différentes rugosités de surface obtenues par EDM, dans le cas d'une géométrie de contact plan / plan. (a) Cuivre, (b) Aluminium.

### b. Géométrie de contact sphère / plan

La variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse relative de glissement, pour différentes rugosités de surface  $R_a$  réalisées par sablage et par électroérosion, dans le cas d'une géométrie de contact sphère / plan est représentée sur la figure II-31.

Comme dans le cas du contact plan / plan, le niveau sonore  $L_p$  (dB) est une fonction linéaire et croissante du logarithme de la vitesse de glissement quelque soit la rugosité des surfaces frottées, suivant la loi logarithmique décrite par la relation (I-53).

Les résultats de la figure II-31 montrent que la pente  $m$  de la relation (I-53) est comprise entre 0,36 et 0,81. Cette valeur de  $m$  est plus faible comparée à celle obtenue pour un contact plan / plan. Ce résultat laisse penser que la pente  $m$  est fonction de la géométrie de contact.

Sur la figure II-32 est tracé l'évolution du niveau sonore  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse de glissement pour différentes charges normales appliquées (1,4 N, 2,5 N et 4,6 N). Nous pouvons observer que la charge appliquée ne modifie pas la valeur de la pente  $m$ , par contre le niveau sonore  $L_p$  (dB) est une fonction croissante du chargement normal appliqué. Ces mêmes résultats ont été constatés par Othman et al. [57, 58] pour une géométrie de contact stylos / plan et par Yokoi et Nakai [55] pour un contact pion / disque.

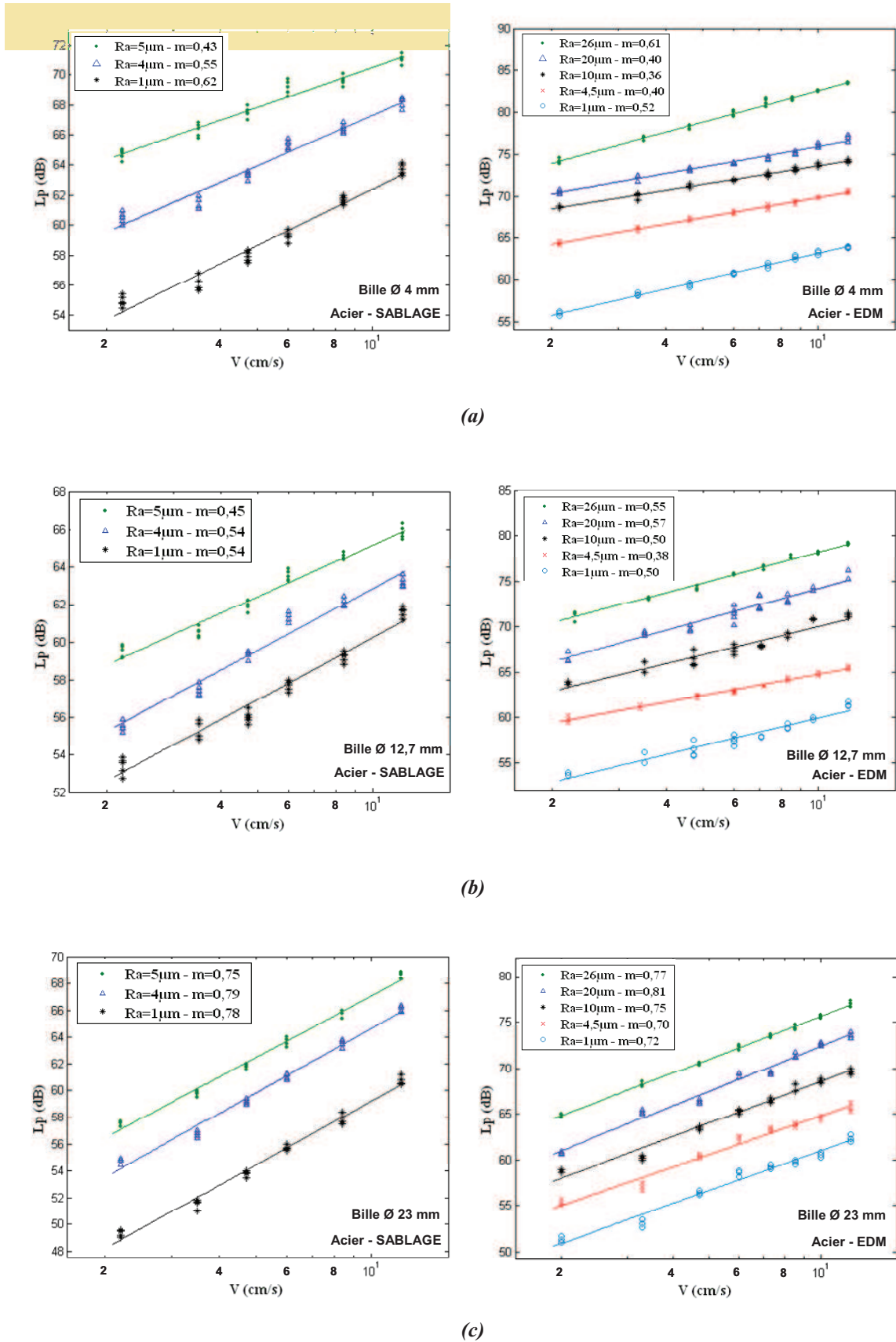


Figure II- 31: Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse de glissement pour différentes rugosités de surface dans le cas d'une géométrie de contact sphère – plan. (a) Bille de diamètre 4 mm, (b) Bille de diamètre 12,7 mm, (c) Bille de diamètre 23 mm.

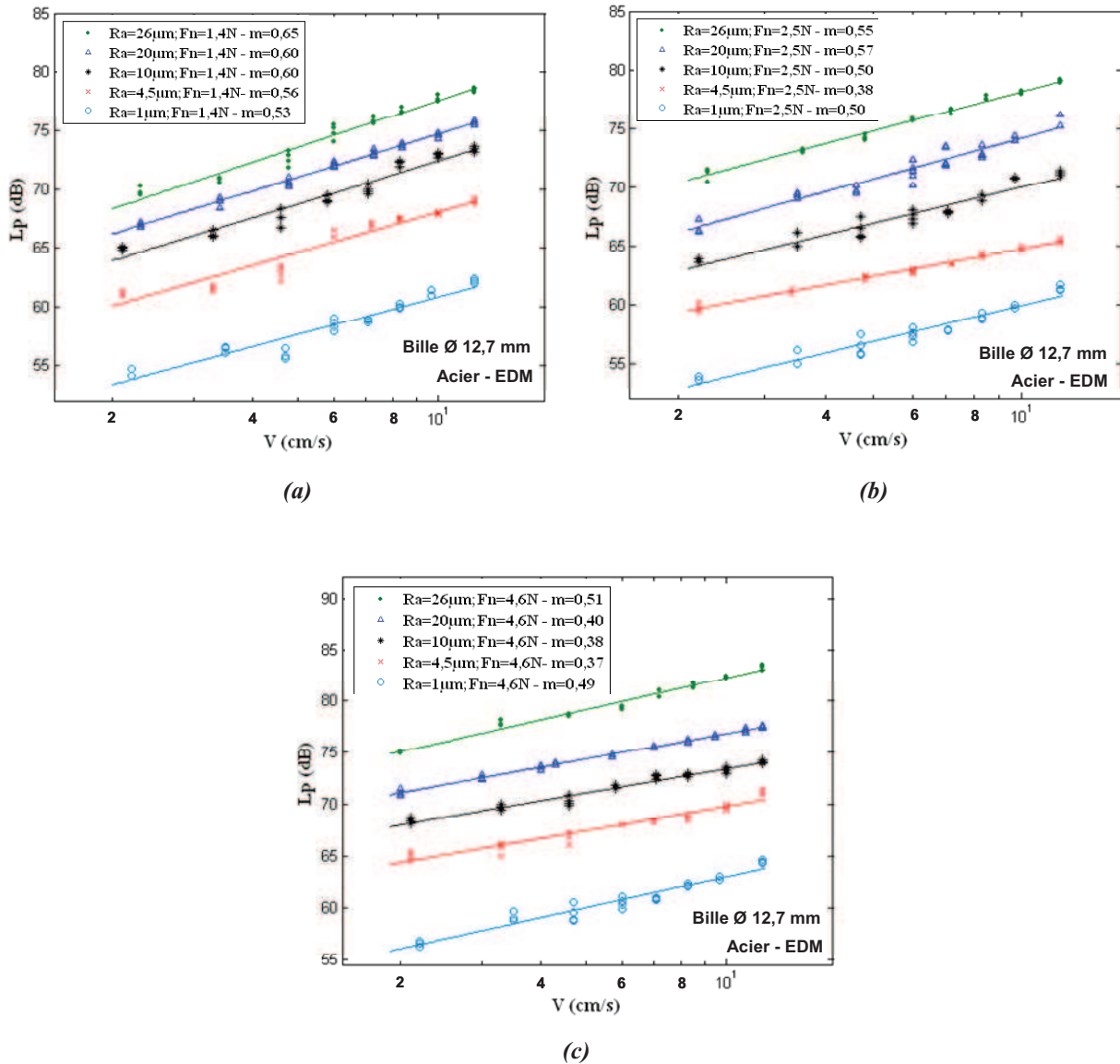


Figure II- 32: Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse de glissement pour différentes rugosités de surface obtenues par EDM et pour différentes charges normales appliquées dans le cas d'un contact sphère – plan. Le diamètre de la bille frottante est de 12,7 mm. (a)  $F_n = 1,4$  N, (b)  $F_n = 2,5$  N, (c)  $F_n = 4,6$  N.

#### II.2.4.4. Variation du niveau de la pression acoustique $L_p$ (dB) en fonction du type de matériau frotté

Comme nous l'avons montré précédemment, la pente de la droite représentant l'évolution du niveau sonore  $L_p$  (dB) qu'elle soit en fonction de la rugosité de surface ou la vitesse relative de glissement, dans une échelle bi-logarithmique, est indépendante du type de matériau étudié. Cependant, l'intensité du bruit rayonné est fonction du matériau frotté. Il est à noter que pour la même rugosité de surface et la même vitesse de glissement, le niveau de la

pression acoustique  $L_p$  (dB) est élevée pour l'acier, moyen pour le cuivre et faible pour l'aluminium (Figure II-33). Ce même résultat a été constaté par Othman et al. [58].

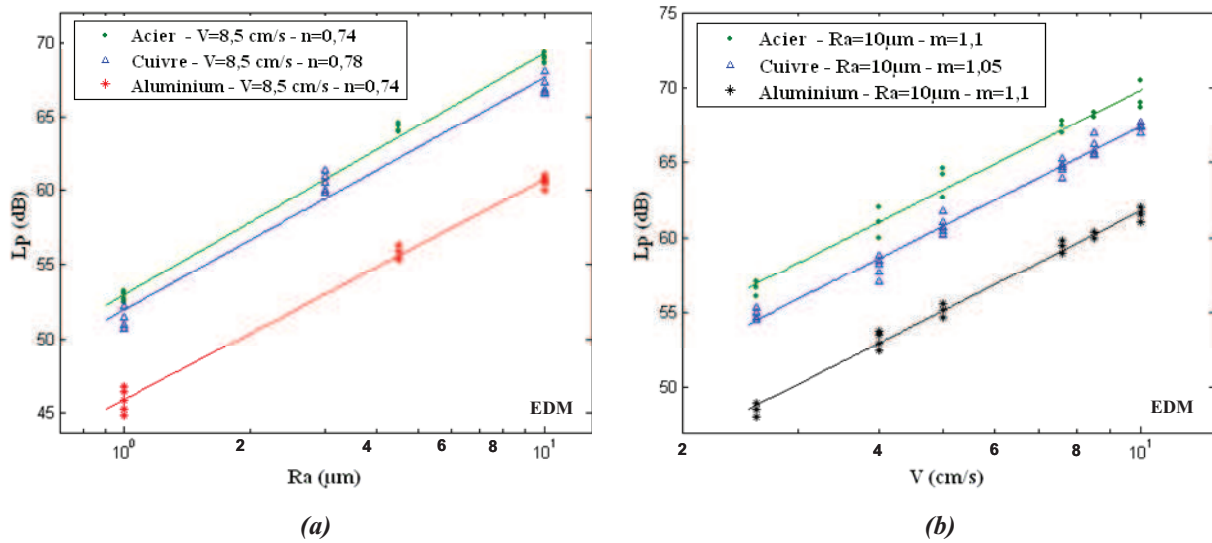


Figure II- 33: Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction du type des matériaux frottés pour une géométrie de contact plan – plan. (a) Variation du niveau sonore  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité de surface  $Ra$ , (b) Variation du niveau sonore  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse relative de glissement.

Ce phénomène peut être expliqué de la manière suivante. Trois étapes sont nécessaires dans le mécanisme de production du son : les efforts dynamiques dans le contact, la dissipation des vibrations dans l'éprouvette et le rayonnement sonore.

Concernant les efforts de contact, sous réserve de vitesses d'impact  $V$  de même ordre de grandeur, les valeurs crêtes de l'effort  $f_{max} = V\sqrt{mk}$  où  $m$  est la masse impactante et  $k$  la raideur de contact donnée dans le tableau II-11, seront faibles pour l'aluminium, moyennes pour le cuivre et fortes pour l'acier (Tableau II-12). Mais la percussion du choc (intégrale de la force sur la durée du choc) est l'ordre de  $I = 2mV$  donc est faible pour l'aluminium et quasi-identiques pour l'acier et le cuivre.

		Acier	Cuivre	Aluminium
1 $\mu\text{m}$	mk (kg.N/ $\mu\text{m}$ )	0,99	0,97	0,13
	$f_{\text{max}}$ (N)	99,5	98	36
4,5 $\mu\text{m}$	mk (kg.N/ $\mu\text{m}$ )	0,6	0,54	0,07
	$f_{\text{max}}$ (N)	77	73	26
10 $\mu\text{m}$	mk (kg.N/ $\mu\text{m}$ )	0,5	0,44	0,06
	$f_{\text{max}}$ (N)	70	67	24
20 $\mu\text{m}$	mk (kg.N/ $\mu\text{m}$ )	0,41	0,37	0,05
	$f_{\text{max}}$ (N)	64	61	22
26 $\mu\text{m}$	mk (kg.N/ $\mu\text{m}$ )	0,3	0,3	0,04
	$f_{\text{max}}$ (N)	57	55	20

*Tableau II-12: Efforts de contact en fonction de la rugosité de surface pour l'acier, le cuivre et l'aluminium.*

*La vitesse d'impact est de 10 cm/s.*

En second lieu, la dissipation des vibrations est responsable du niveau vibratoire moyen. Plus l'amortissement des vibrations est élevé, moins fort est le niveau vibratoire. Ce raisonnement peut être formalisé à l'aide de l'équilibre énergétique suivant:

$$P_{inj} = \eta \omega m v^2 A_a \quad (\text{II-9})$$

où  $P_{inj}$  est la puissance vibratoire injectée dans les solides en contact et  $\eta \omega m v^2 A_a$  est la puissance dissipée par amortissement, avec  $\eta$  le facteur de perte par amortissement (damping loss factor),  $\omega$  la fréquence centrale (identique pour l'ensemble des éprouvettes) et  $m$  (kg/m<sup>2</sup>) la masse par unité de surface du solide vibrant,  $v$  la vitesse vibratoire et  $A_a$  la surface vibrante. Pour une même puissance injectée, le niveau vibratoire  $v^2$  dépend donc du produit  $\eta m$ . Plus ce produit est élevé, plus la vitesse vibratoire  $v$  sera faible. Les pertes par amortissement sont dues à plusieurs phénomènes physiques. La dissipation interne par hystérésis du matériau donnent des valeurs de  $\eta$  généralement très faibles [83]. Le rayonnement acoustique participe aussi aux pertes et peut être plus élevé que l'amortissement par hystérésis. Par ailleurs, et c'est certainement le phénomène dominant qui nous concerne, les vibrations sont dissipées par le contact lui-même (frottement sec, fluid pumping à l'interface...). Comme la limite élastique (Tableau II-7) est élevée pour l'acier, moyenne pour le cuivre et faible pour l'aluminium, il y aura plus de dissipation d'énergie par plastification à l'interface dans le cas de l'aluminium que le cuivre et l'acier. Donc la dissipation d'énergie vibratoire sera forte pour l'aluminium, moyenne pour le cuivre et faible pour l'acier.

Enfin, le rayonnement acoustique est sensiblement le même pour les trois matériaux. Le tableau II-13 montre les valeurs des fréquences critiques pour les trois éprouvettes calculées suivant la formule,

$$f_c = \frac{c^2}{2\pi} \left( \frac{12\rho(1-\nu^2)}{Eh^2} \right)^{1/2} \quad (\text{II-10})$$

avec  $c$  la vitesse du son dans l'air,  $\rho$  la masse volumique du matériau,  $\nu$  le coefficient de poisson,  $E$  le module d'Young et  $h$  l'épaisseur de l'éprouvette. Cette relation est valable pour le rayonnement d'une plaque infinie.

Fréquence critique $f_c$ (Hz)	
<b>Acier</b>	1482
<b>Aluminium</b>	1489
<b>Cuivre</b>	2083

*Tableau II-13: Fréquence critique des trois types d'éprouvettes.*

Par ailleurs, on peut calculer le facteur de rayonnement  $\sigma_{rad}$  des éprouvettes, toujours sous l'hypothèse de plaque infinie, avec les formules suivantes,

$$\sigma_{rad} = \begin{cases} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{f_c}{f}\right)\right]^{1/2}}, & \text{onde évanescente} \\ \frac{Y(f - f_c)}{\left[1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)\right]^{1/2}}, & \text{onde propagative} \end{cases} \quad (\text{II-11})$$

où  $Y$  est la fonction de Heaviside. Les valeurs obtenues sont consignées dans le tableau II-14.

Facteurs de rayonnement $\sigma_{rad}$ pour une plaque infinie : évanescente - propagative							
	250 Hz	500 Hz	1000 Hz	2000 Hz	4000 Hz	8000 Hz	16000 Hz
<b>Acier</b>	0,38 - 0	0,5 - 0	0,63 - 0	0,76 - 1,96	0,85 - 1,26	0,92-1,1	0,95-1
<b>Aluminium</b>	0,38 - 0	0,5 - 0	0,63 - 0	0,76-1,97	0,85-1,26	0,92-1,1	0,95-1
<b>Cuivre</b>	0,33 - 0	0,44 - 0	0,57 - 0	0,7 - 0	0,81-1,44	0,89-1,16	0,94-1

*Tableau II-14: Facteurs de rayonnement acoustique en fonction de la fréquence.*

Ce tableau montre que les valeurs sont quasi-identiques pour l'acier et l'aluminium et légèrement inférieures pour le cuivre. Lorsque les plaques sont finies (ce qui est naturellement le cas de nos éprouvettes), le facteur de rayonnement doit être calculé pour chaque mode en fonction de la fréquence. Sans avoir réalisé ce calcul, il est clair que ces facteurs de rayonnement seront identiques pour l'acier et l'aluminium puisque la vitesse du son dans ces matériaux est identique. Et donc, les déformées modales ainsi que les fréquences propres sont peu différentes. En revanche, on s'attend à des valeurs de facteur de rayonnement légèrement



plus faibles pour le cuivre. Ainsi la différence observée entre les puissances acoustiques rayonnées pour les trois matériaux n'est due qu'à la vitesse vibratoire moyenne. En effet, la puissance acoustique  $P_a$  est directement proportionnelle au carré de la vitesse vibratoire  $v$ .

$$P_a = \rho_0 c \sigma_{rad} v^2 A_a \quad (\text{II-12})$$

avec  $\rho_0$  est la densité d'air,  $c$  est la vitesse du son dans l'air et  $A_a$  est la surface vibrante, identique pour l'ensemble des éprouvettes, du solide rayonnant.

#### II.2.4.5. Variation du niveau de la pression acoustique $L_p$ (dB) en fonction des efforts de contact.

La variation simultanée de la vitesse vibratoire et des efforts tangentiel et normal de contact en fonction du temps, pour différentes rugosités de surface, est respectivement représentée sur la figure II-34 (a) et II-34 (b). Nous remarquons à partir de ces figures que plus la rugosité de surface est élevée, plus les fluctuations des efforts de contact sont importantes et la vitesse vibratoire est élevée. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que plus la rugosité de surface est élevée, plus la déformation élastique des aspérités en contact est importante, ce qui induit un état de vibration de plus en plus élevé au niveau de deux solides en contact, et par conséquent un bruit de rugosité rayonné plus élevé. Ce phénomène s'intensifie tant que la déformation élastique est possible.

Les aspérités des surfaces antagonistes se comportent comme des ressorts qui seront d'autant plus souples que la hauteur des aspérités est élevée.

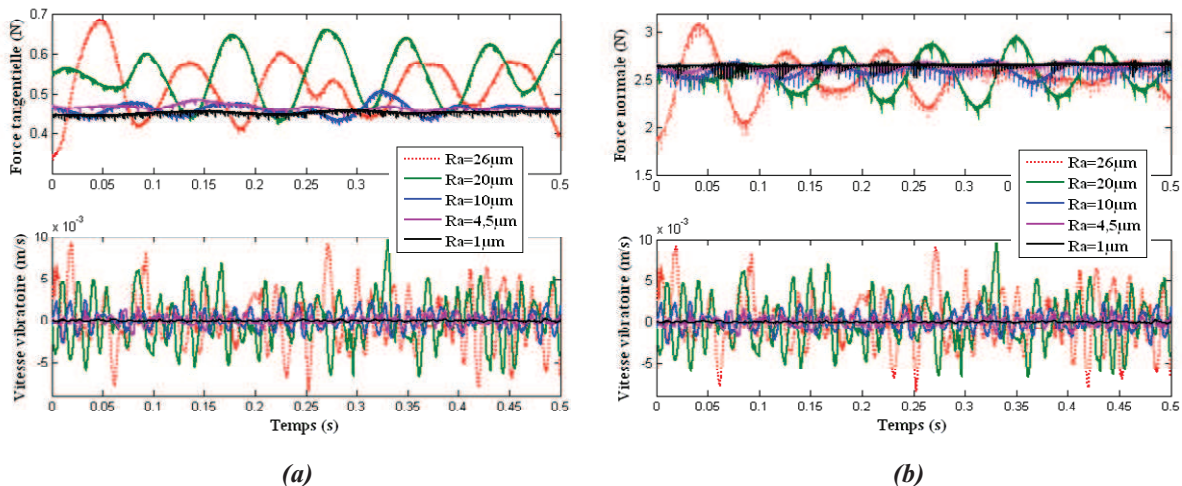


Figure II-34: Variation simultanée des efforts de contact et de la vitesse vibratoire pour différentes rugosités de surface obtenues par EDM. Géométrie de contact sphère – plan. Le diamètre de la bille utilisé est de 4 mm et la vitesse relative de glissement est de 4,6 cm/s. (a) Force tangentielle de contact, (b) Force normale de contact.

Sur la figure II-35, est présentée l'évolution du coefficient de frottement en fonction de la rugosité de surface  $Ra$  ( $\mu\text{m}$ ), dans le cas du frottement sphère – plan, pour trois billes de diamètres différents (4 mm, 12,7 mm et 23 mm). La force normale appliquée est de l'ordre de 2,6 N et la vitesse de glissement est de 4,6 cm/s.

Nous remarquons à partir de cette figure que le coefficient de frottement est une fonction de la rugosité de surface mais aussi de la taille de la bille frottante.

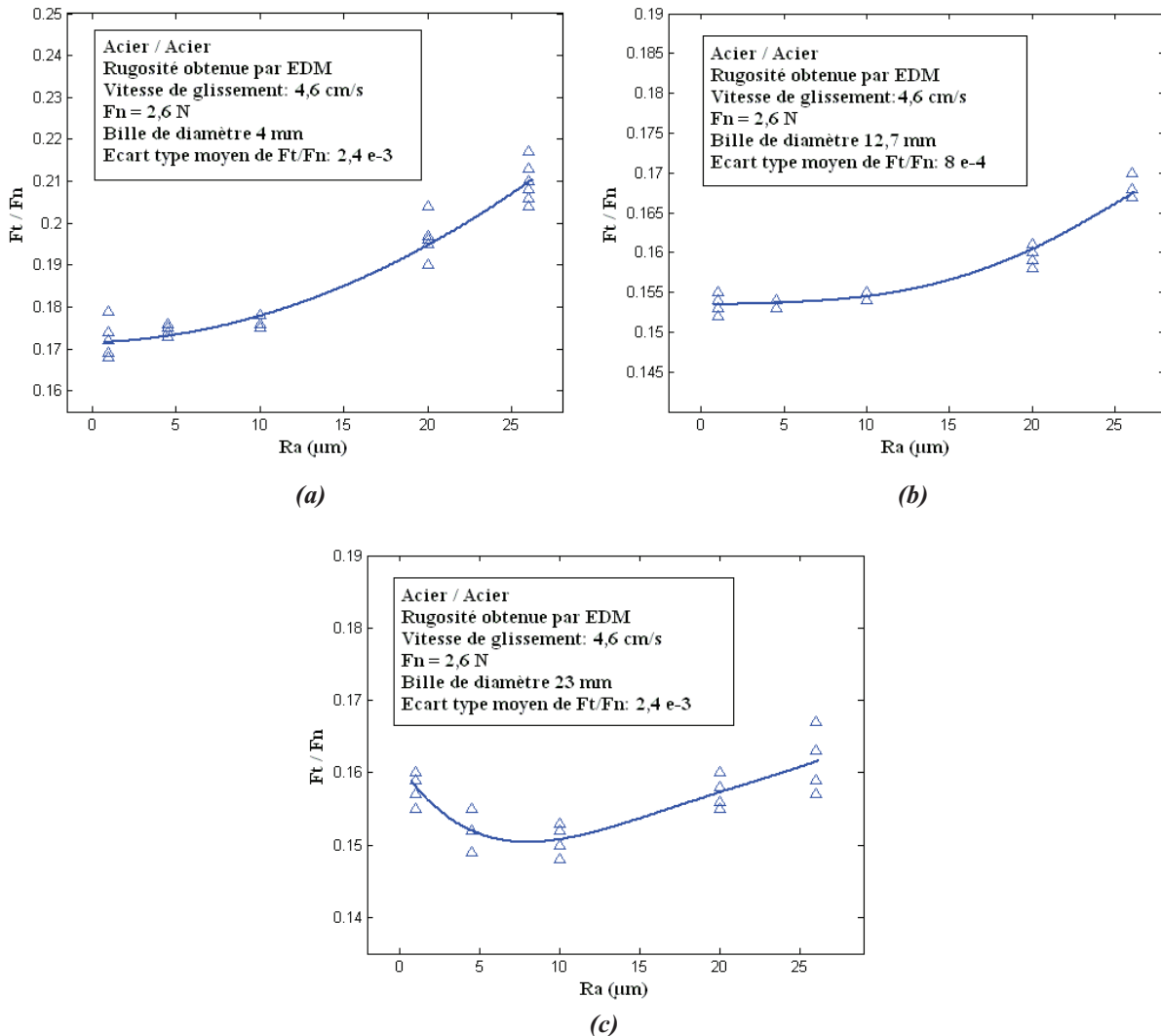


Figure II-35: Variation du coefficient de frottement en fonction de la rugosité de surface. Contact sphère – plan. (a) bille de diamètre 4 mm, (b) bille de diamètre 12,7 mm, (c) bille de diamètre 23 mm.

Ainsi, pour les billes de diamètres 4 mm et 12,7 mm (Figure II-35 (a) et (b)), nous pouvons distinguer deux régimes d'évolution du coefficient de frottement en fonction de la rugosité de surface:



- quand  $Ra$  est comprise entre  $1 \mu\text{m}$  et  $9 \mu\text{m}$ : le coefficient de frottement est relativement constant. Il est de l'ordre de 0,17 pour la bille de diamètre 4 mm et de 0,15 pour la bille de diamètre 12,7 mm. Cela peut être expliqué par le fait que même si la force normale appliquée est relativement faible, elle est répartie sur peu d'aspérités de fait que la taille de la bille frottante est relativement faible. Ce qui induit une déformation largement plastique des aspérités en contact. Et par conséquent la pression au niveau de chaque aspérité en contact tend à être constante. Ce qui réduit la dépendance du coefficient de frottement de la rugosité de surface [84];
- pour  $Ra > 9 \mu\text{m}$ : le coefficient de frottement augmente avec la rugosité de surface. Ce phénomène est expliqué par la formation des jonctions de contact au niveau d'aspérités antagonistes. Ce qui induit une augmentation de la force de cisaillement nécessaire pour rompre ces jonctions et par conséquent le coefficient de frottement.

Dans le cas du frottement entre la bille de diamètre 23 mm et les éprouvettes planes et rugueuses (Figure II-35 (c)), trois domaines peuvent être identifiés sur la courbe d'évolution du coefficient de frottement en fonction de la rugosité de surface.

- $1 \leq Ra (\mu\text{m}) \leq 5$ : le coefficient de frottement diminue avec la rugosité de surface. Ce phénomène est expliqué par le fait que quand la taille de la bille frottante est relativement importante, la force normale appliquée se répartit sur un nombre d'aspérités de surface plus élevé et par conséquent la déformation des aspérités en contact est majoritairement élastique. Dans ce cas, l'aire réelle de contact diminue avec l'augmentation de la rugosité de surface ce qui induit une diminution du coefficient de frottement [84];
- $5 \leq Ra (\mu\text{m}) \leq 10$ : le coefficient de frottement est relativement constant. Cela est expliqué par le fait que pour cette échelle de rugosité, la déformation des aspérités en contact est majoritairement plastique;
- $10 \leq Ra (\mu\text{m})$ : le coefficient de frottement augmente avec la rugosité de surface suite à la formation des jonctions adhésives au niveau d'aspérités en contact.

Il est à noter qu'il existe une relation étroite entre le coefficient de frottement et le niveau sonore du bruit de rugosité rayonné, en particulier pour les rugosités de surfaces relativement élevées (Tableau II-15). Ainsi, les coefficients de frottement les plus élevés sont constatés dans le cas de la bille de diamètre 4 mm ( $0,17 \leq F_t / F_n \leq 0,21$ ). Les niveaux sonores en fonction de la rugosité de surface sont également plus élevés dans le cas de la bille 4 mm.

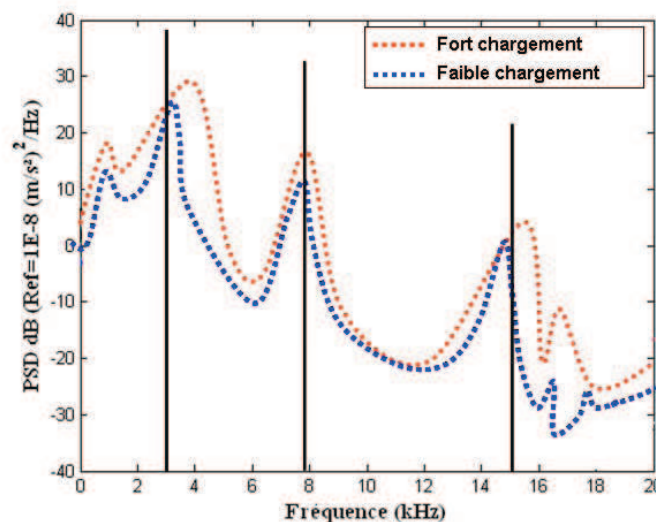
Ra (µm)	Bille de Ø 4 mm		Bille de Ø 12,7 mm		Bille de Ø 23 mm	
	F <sub>t</sub> / F <sub>n</sub>	L <sub>p</sub> (dB)	F <sub>t</sub> / F <sub>n</sub>	L <sub>p</sub> (dB)	F <sub>t</sub> / F <sub>n</sub>	L <sub>p</sub> (dB)
1	0,17	49,74	0,153	53,52	0,158	53,72
4,5	0,175	64,4	0,153	61,31	0,152	61,8
10	0,176	71,58	0,154	64,46	0,151	66
20	0,194	76	0,16	69,46	0,157	68,1
26	0,21	78	0,167	72,71	0,161	70

**Tableau II-15: Relation entre le coefficient de frottement et le niveau du bruit de rugosité rayonné en fonction de la rugosité de surface pour trois billes de tailles différentes.**

**II.2.4.6. Raideur de contact et bruit de rugosité**

La Densité Spectrale de Puissance du bruit de rugosité a été mesurée pour différentes forces normales appliquées, rugosités de surface et vitesses de glissement. Les résultats obtenus sont respectivement présentés sur les figures II-36, II-37 et II-38. Sur les trois figures, les traits épais verticaux représentent les fréquences propres des échantillons découplés déterminées par analyse numérique (Tableau II-9).

Sur les figures II-36 et II-38, la Densité Spectrale de Puissance est tracée à partir des mesures vibratoires. Uniquement les modes de flexion (n° 1, 3 et 5) sont observés. Ces trois modes sont excités suivant la direction normale à la face, 120 x 22 mm de l'éprouvette, sur laquelle a été collé l'accéléromètre.



**Figure II-36: Densité Spectrale de Puissance du bruit de rugosité pour différentes charges normales appliquées. Géométrie de contact plan - plan, Ra = 26 µm (par EDM) et V = 6 cm/s.**

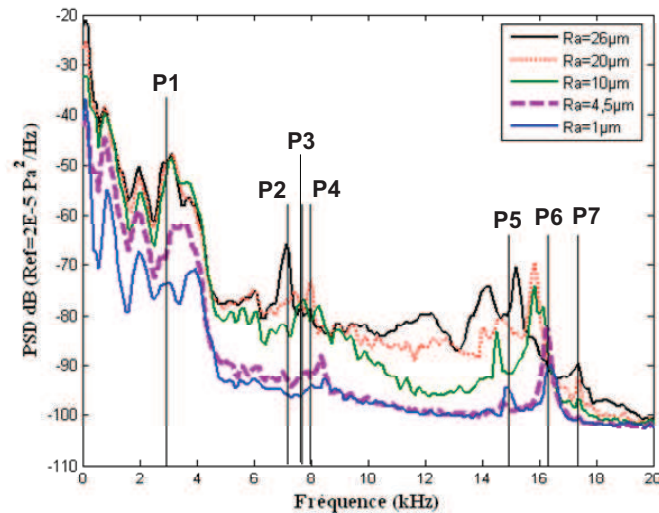


Figure II-37: Densité Spectrale de Puissance du bruit de rugosité pour différentes rugosités de surface.  $V=6\text{cm/s}$ . Géométrie de contact plan – plan. Les traits épais verticaux présentent les fréquences propres numériques des solides découplés (Tableau II-9).

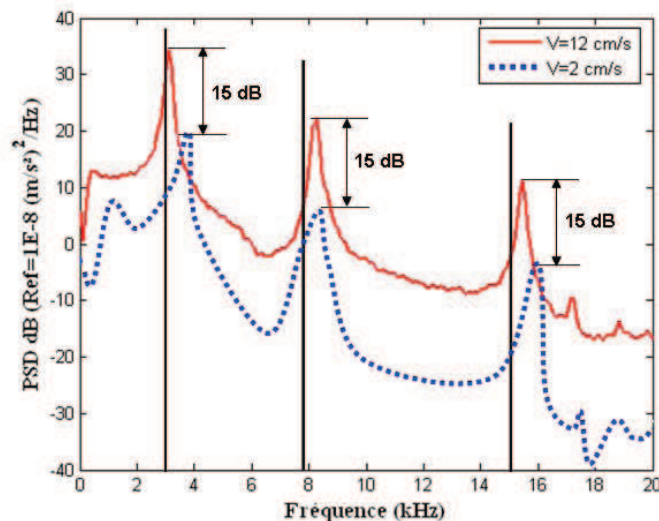


Figure II-38: Densité Spectrale de Puissance du bruit de rugosité pour différentes vitesses de glissement. Géométrie de contact plan - plan,  $Ra = 26\ \mu\text{m}$  (par EDM).

Nous remarquons, à partir de ces figures, que les fréquences propres d'un échantillon découplé, calculées en mode libre – libre, par la méthode des éléments finis coïncident avec celles obtenues expérimentalement par frottement de deux échantillons l'un contre l'autre, en particulier pour un faible chargement normal appliqué, une rugosité de surface élevée et une vitesse de glissement relativement importante. Cela signifie que la rigidité de contact lors du frottement de deux surfaces rugueuses est faible et par suite les deux solides en contact sont découplés dynamiquement. Cependant, si la charge normale appliquée augmente (Figure II-

36), si la rugosité de surface diminue (Figure II-37), ou si la vitesse de glissement diminue également (Figure II-38), la rigidité de contact augmente et les pics représentant les fréquences propres expérimentales se décalent vers le domaine des hautes fréquences. En particulier, le premier pic (P1) est celui le plus sensible à la variation de la rugosité de surface. Pour expliquer cette dépendance, considérons que l'interaction entre les deux solides en contact est modélisée par une rigidité de contact située au niveau de leurs centres (Figure II-39).

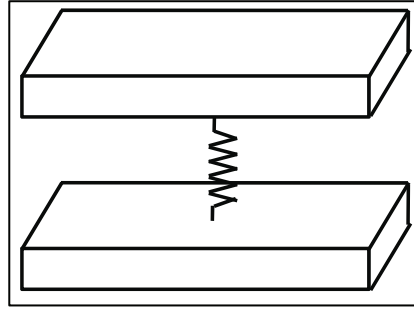


Figure II-39: Deux solides séparés par une rigidité de contact normale.

Cette rigidité additionnelle agit en tant que contrainte provoquant ainsi une augmentation des fréquences fondamentales.

Le mode 1 est plus dépendant de la rigidité de contact que les autres modes (2, 3, 4, 5, 6 et 7). Ce phénomène a été constaté également par Stoimenov et *al.* [59] et peut être expliqué à l'aide de l'analyse modale numérique. En fait, le mode 1 est un mode de flexion et possède le maximum de vibration au centre des solides en contact. Donc, il va nécessairement dépendre largement de la rigidité de contact. Par contre, tous les autres modes possèdent un nœud de vibration au centre de la pièce suivant la direction normale. Donc, ils ne seront pas affectés par une rigidité de contact additionnelle au niveau de ce point.

Il est possible d'estimer la rigidité de contact par application de la méthode de Rayleigh-Ritz. Ainsi, dans le cas du premier mode de flexion, la pulsation angulaire  $\omega'$  du système couplé est telle que l'équilibre, entre l'énergie de déformation et l'énergie cinétique, est vérifié.

$$D \int_0^l \psi''^2(x) dx + k_{exp} \psi^2(l/2) = m\omega'^2 \int_0^l \psi^2(x) dx \quad (II-13)$$

où  $\psi(x) = \cosh \lambda x/l + \cos \lambda x/l - \sigma(\sinh \lambda x/l + \sin \lambda x/l)$  est la déformée modale du premier mode de flexion pour une pièce isolée [85], avec  $\sigma = 0,98$ ,  $\lambda = 4,73$  et  $l = 120$  mm est la longueur de la pièce à étudier.  $K_{exp}$  est la rigidité de contact déterminée au centre de la pièce ( $x = l/2$ ).  $D = Eh^3/12(1-\nu^2)$  est la rigidité en flexion de la poutre et  $m$  est sa masse par unité de longueur.

De même, la pulsation propre  $\omega$  du système non couplé vérifie la relation suivante:

$$D \int_0^l \psi''^2(x) dx = m\omega^2 \int_0^l \psi^2(x) dx \quad (\text{II-14})$$

La rigidité de contact  $K_{exp}$  est par conséquent reliée au décalage fréquentiel,  $\Delta\omega = \omega' - \omega$ , du premier mode propre par :

$$K_{exp} = 2m\omega^2 \times \frac{\Delta\omega}{\omega} \times \frac{\|\psi\|^2}{\psi^2(l/2)} \quad (\text{II-15})$$

avec  $\|\psi\|^2 = \int \psi^2 dx$ . L'intégration du carré de la fonction  $\psi$  donne  $\psi^2(l/2)/\|\psi\|^2 = 1,97/l$ .

Le décalage fréquentiel  $\Delta\omega/\omega$  du premier mode propre par rapport à la fréquence fondamentale déterminée par éléments finis, ainsi que la rigidité de contact  $K_{exp} (N/m)$  calculée pour différentes rugosités de surface sont présentés dans le tableau II-16. Cette rigidité de contact est comparée à celle de deux solides isolés donnée par  $M\omega_1^2$ , où  $M$  est la masse de deux solides en contact et  $\omega_1$  est la première pulsation propre des solides calculée par analyse numérique (Tableau II-9).

Il est également donné, dans le tableau II-16, la déformation des aspérités antagonistes en contact en fonction de la rugosité de surface, pour une force normale appliquée de 1,62 N (poids propre de l'éprouvette mobile).

$$\delta = \frac{F_n}{K_{exp}} \quad (\text{II-16})$$

À partir de ce tableau, il est clair que plus la rugosité de surface est élevée, plus le décalage  $\Delta\omega/\omega$  est faible, les modes propres des solides sont beaucoup plus rigides que le contact ( $M\omega_1^2 \gg K_{exp}$ ) et par conséquent, les deux solides en contact sont découplés dynamiquement [49, 86]. Cela explique pourquoi les modes propres des solides isolés ne sont pas affectés par la rigidité additionnelle due au contact.

<b>Ra (µm) (par EDM)</b>	<b>1</b>	<b>4,5</b>	<b>10</b>	<b>20</b>	<b>26</b>
<b><math>\Delta\omega/\omega</math></b>	0,37	0,22	0,21	0,1	0,02
<b><math>K_{exp} (N/\mu m)</math></b>	22	13	12	6	2
<b><math>M\omega_1^2 (N/\mu m)</math></b>	111	111	111	111	111
<b><math>\delta = F_n / K_{exp} (\mu m)</math></b>	0,07	0,12	0,14	0,27	0,8

**Tableau II-16: Décalage fréquentiel du premier mode propre, rigidité de contact expérimentale  $K_{exp} (N/m)$  et déformation  $F_n/K (\mu m)$  pour  $Ra = 1 \mu m, 4,5 \mu m, 10 \mu m, 20 \mu m$  et  $26 \mu m$  (EDM).**

La déformation des aspérités en contact augmente avec la rugosité de surface, mais reste négligeable par rapport à la rugosité des surfaces frottées ( $F_n/K_{exp} \ll R_a$ ) de fait du faible chargement normal appliqué [49, 86]. Le contact entre surfaces rugueuses est ainsi, réalisé au niveau des aspérités antagonistes. Cette géométrie de contact est désignée souvent par "interfaces multicontact" [5, 17 et 87]. Dans ce cas, l'aire réelle de contact est beaucoup plus faible que l'aire apparente de contact [5].

Enfin, il est à noter qu'à partir de la figure II-38, nous retrouvons la proportionnalité déjà identifiée entre le niveau sonore du bruit de rugosité  $L_p$  (dB) et le logarithme de la vitesse de glissement suivant la relation (I-53) pour une géométrie de contact plan / plan (Paragraphe II-2.4.3). En effet, la différence de 15 dB entre les deux  $DSP$  tracées pour  $V_1 = 2$  cm/s et  $V_2 = 12$  cm/s est directement proportionnelle au logarithme du rapport de deux vitesses selon la relation:  $\Delta DSP(dB) = 20 \log(V_2/V_1)$ . Ce qui permet d'écrire que la vitesse vibratoire est directement proportionnelle à la vitesse de glissement.

#### **II.2.4.7. Synthèse**

##### ***a. Évolution du bruit de rugosité en fonction de la rugosité de surface $R_a$ et de la vitesse de glissement $V$***

Les résultats obtenus à l'aide du tribomètre *TriboNoise*, ont montré que le niveau du bruit de rugosité dépend à la fois de la rugosité des surfaces frottées et de la vitesse relative de glissement. Mais, également de la nature des matériaux étudiés, du chargement normal appliqué et de la dynamique des solides en contact.

Ainsi, en terme d'état de surface et de la vitesse de glissement, il a été montré que le niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) est simultanément une fonction linéaire et croissante du logarithme de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement suivant la loi logarithmique suivante [86]:

$$\Delta L_p(dB) = 20 \log_{10} R_a^n V^m \quad (\text{II-17})$$

Comme le niveau sonore  $L_p$  (dB) est directement proportionnel au logarithme de la pression acoustique  $P$  (Pa) (Équation II-8), nous pouvons écrire:

$$P \propto (R_a^n V^m) \quad (\text{II-18})$$

Les exposants  $n$  et  $m$  sont indépendants et sont respectivement:  $0,55 \leq n \leq 1$ , quelque soit la géométrie de contact et  $0,8 \leq m \leq 1,16$  pour une géométrie de contact plan / plan et

$0,36 \leq m \leq 0,81$  dans le cas de contact sphère / plan. Ces deux exposants sont indépendants du procédé de traitement des surfaces, de la raideur des matériaux frottés et de la charge normale appliquée.

La figure II-40 illustre la variation simultanée du niveau sonore  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité  $Ra$ , obtenue par sablage et par EDM, et de la vitesse relative de glissement  $V$ . Sur cette figure, est tracé également les données ajustées avec une interpolation linéaire. L'erreur moyenne entre le modèle polynomial et les valeurs expérimentales est de 2,8 %.

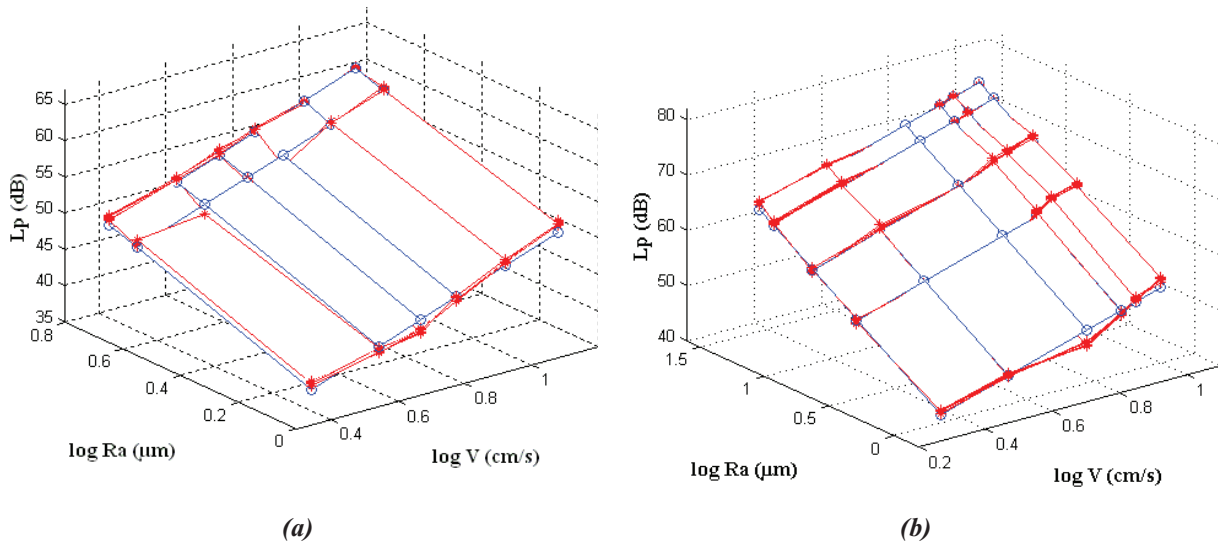


Figure II-40: Variation du niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement dans le cas des échantillons en acier (a) Sablage, (b) EDM. \* Données expérimentales,  $\circ$  modèle polynomial.

L'augmentation du niveau sonore du bruit de rugosité en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement est expliquée par le fait que plus la rugosité de surface est élevée, plus les fluctuations des efforts de contact sont importantes et l'amplitude des vibrations est élevée (Figure II-34) et par conséquent le bruit rayonné est plus élevé.

En effet, l'augmentation des efforts de contact en fonction de la rugosité de surface (Figure II-34) provoque une déformation élastique des aspérités en contact de plus en plus élevée qui génère une force de rappel élastique. Les aspérités de surface se comportent ainsi comme des ressorts. Ce phénomène s'intensifie tant que la déformation élastique est possible. Pour une rugosité de surface donnée, cette déformation élastique est d'autant plus grande que la vitesse relative de glissement est élevée. Ce qui explique l'augmentation du niveau sonore  $L_p$  (dB) en fonction de la vitesse relative de glissement.



En terme de la dynamique, quand deux surfaces rugueuses sont frottées l'une contre l'autre, une rigidité due au contact en résulte. Cette rigidité est la somme de toutes les rigidités résultantes au niveau de chaque spot de contact. Il a été montré que la rigidité globale de contact croît avec la charge normale appliquée et diminue avec l'accroissement de la rugosité de surface et la vitesse relative de glissement.

Par ailleurs, comme les modes propres des solides sont beaucoup plus rigides que le contact nous pouvons supposer que, lors du frottement entre deux surfaces rugueuses, les deux solides en contact sont découplés dynamiquement.

***b. Origine du bruit de rugosité***

L'origine du bruit rayonné lors du frottement entre deux surfaces rugueuses est due aux vibrations induites par des multiples impacts entre les aspérités antagonistes [86]. Ces vibrations sont initiées par un couplage entre le comportement tribologique et le comportement élastique des solides en contact et amplifiées par la déformation élastique des aspérités.

En effet, le bruit de rugosité est dû aux vibrations induites dans les deux solides en contact par la variation des efforts de frottement à l'interface suite aux impacts inter-aspérités. La durée des ces impacts en fonction de la rugosité des surfaces frottées peut être estimée à partir de la théorie de Hertz en supposant que les aspérités en contact sont sphériques et de même rayon de courbure  $\beta$  (Tableau II-8):

$$\tau (s) = 9,36.10^{-5} \frac{m^{2/5}}{(V \cdot \beta)^{1/5}} \tag{II-19}$$

où  $V$  est la vitesse d'impact et  $m$  est la masse des solides en contact (identique pour les deux solides) et par conséquent constante quelque soit la rugosité de surface. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau II-17.

	V = 2 cm/s					V = 12 cm/s				
<b>Ra (µm)</b>	1	4,5	10	20	26	1	4,5	10	20	26
<b>β (µm)</b>	64	57	52	30	12	64	57	52	30	12
<b>τ (ms)</b>	0,69	0,7	0,71	0,8	0,96	0,48	0,49	0,5	0,55	0,67

***Tableau II-17: Durée d'impacts entre aspérités antagonistes estimée à partir de la théorie de Hertz pour différentes rugosités de surface, m = 165 g.***



## II.3. Mesures vibratoires

### II.3.1. Présentation du tribomètre vibratoire

Ce dispositif (Figure II-41) permet de réaliser des tests de frottement en configuration plan / plan. Le test consiste à froter, à vitesse constante, des échantillons appelés glisseurs sur une plaque métallique dite résonateur. Cette plaque est fixée sur un bâti rigide par quatre vis. Un espacement de 20 mm entre la plaque et le bâti est assuré par quatre bagues. Ce jeu permet de définir deux configurations de travail: soit avec plaque entièrement résonante (plaque nue), soit avec plaque amortie en intercalant un matériau amortissant (mousse amortissante) entre la plaque et le bâti.

Les glisseurs sont tractés par un moteur de type Brushless à l'aide d'un fil suffisamment rigide. La vitesse de glissement est mesurée par un codeur connecté à un variateur électrique de type Servostar 300. Un capteur à jauges de contrainte de résolution 0,001 N placé entre le moteur et les glisseurs permet de mesurer la force de traction dite force de frottement. Trois accéléromètres B&K de type 4517-C-001, collés d'une façon axisymétrique par rapport à la piste du glissement sur la plaque résonante permettent de mesurer la vitesse vibratoire générée.

Ce dispositif est installé sur un marbre en béton (pour plus des détails voir [88]).

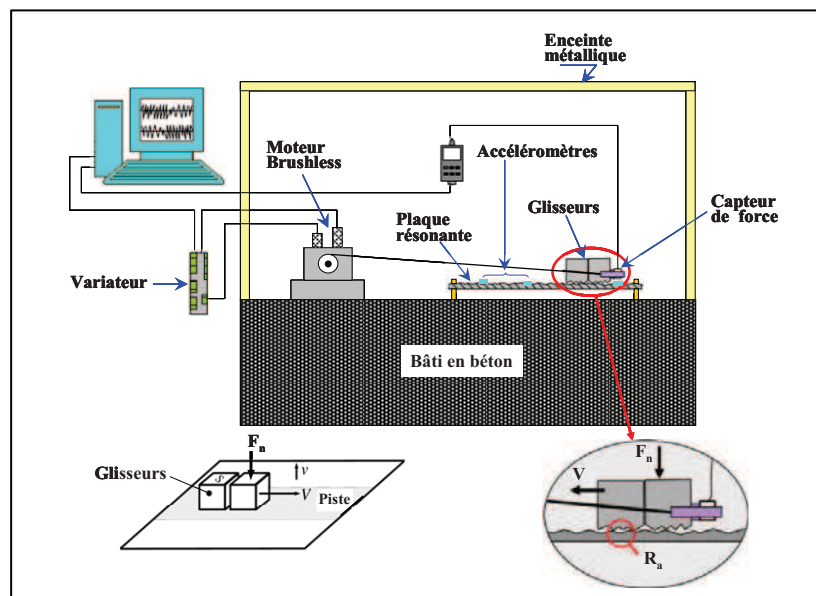


Figure II-41: Tribomètre vibratoire.

### **II.3.2. Échantillons utilisés**

#### **II.3.2.1. Glisseurs**

Deux types de glisseurs en acier S235JRG2 ont été utilisés: des cubes de côté 10 mm et de masse  $m = 7,8$  g, et des parallélépipèdes de dimensions  $20 \times 20 \times 10$  mm<sup>3</sup> et de masse  $m = 31,2$  g. L'acier utilisé est caractérisé par un module d'Young  $E = 210$  GPa, un coefficient de poisson  $\nu = 0,3$  et une densité volumique  $\rho = 7800$  kg / m<sup>3</sup>.

La première fréquence propre des glisseurs cubiques est de 98 kHz et celle des glisseurs parallélépipédiques est de 55 kHz. Comme ces deux fréquences sont largement supérieures à la fréquence maximale d'étude 20 kHz, nous pouvons considérer que les glisseurs utilisés sont infiniment rigides.

#### **II.3.2.2. Plaque résonante**

La plaque résonante utilisée, de dimensions  $450 \times 300 \times 2$  mm<sup>3</sup>, est en acier inoxydable (même matériau que celui des glisseurs). Un calcul numérique en éléments finis a montré que cette plaque possède 404 modes propres dans la bande fréquentielle [0 Hz – 20 kHz]. Sa première fréquence fondamentale est de 50 Hz.

#### **II.3.2.3. État de surface**

Les surfaces des glisseurs ainsi que celle de résonateur ont été traitées par sablage. Trois types de sables sont utilisés: le microbillage, le corindon et le vasilgrit permettant ainsi d'obtenir trois rugosités de surface différentes:  $Ra = 1$  µm (par microbillage),  $Ra = 3$  µm (par corindon) et  $Ra = 4$  µm (par vasilgrit). Les différents paramètres caractérisant l'état de surface obtenus par profilométrie tactile ainsi que la topographique correspondante sont donnés respectivement dans le tableau II-18 et la figure II-42.

	<b>Microbillage</b>	<b>Corindon</b>	<b>Vasilgrit</b>
<b>Ra (µm)</b>	1	3	4
<b>Rq (µm)</b>	1,2	3,7	5
<b>Rt (µm)</b>	7,3	26	35
<b>RSm (µm)</b>	168	340	460
<b>Rsk</b>	0,13	-0,3	-0,11
<b>Rku</b>	3,2	3,3	3,1

**Tableau II-18: Paramètres topographiques de l'état des surfaces traitées par microbillage, corindon et par vasilgrit.**

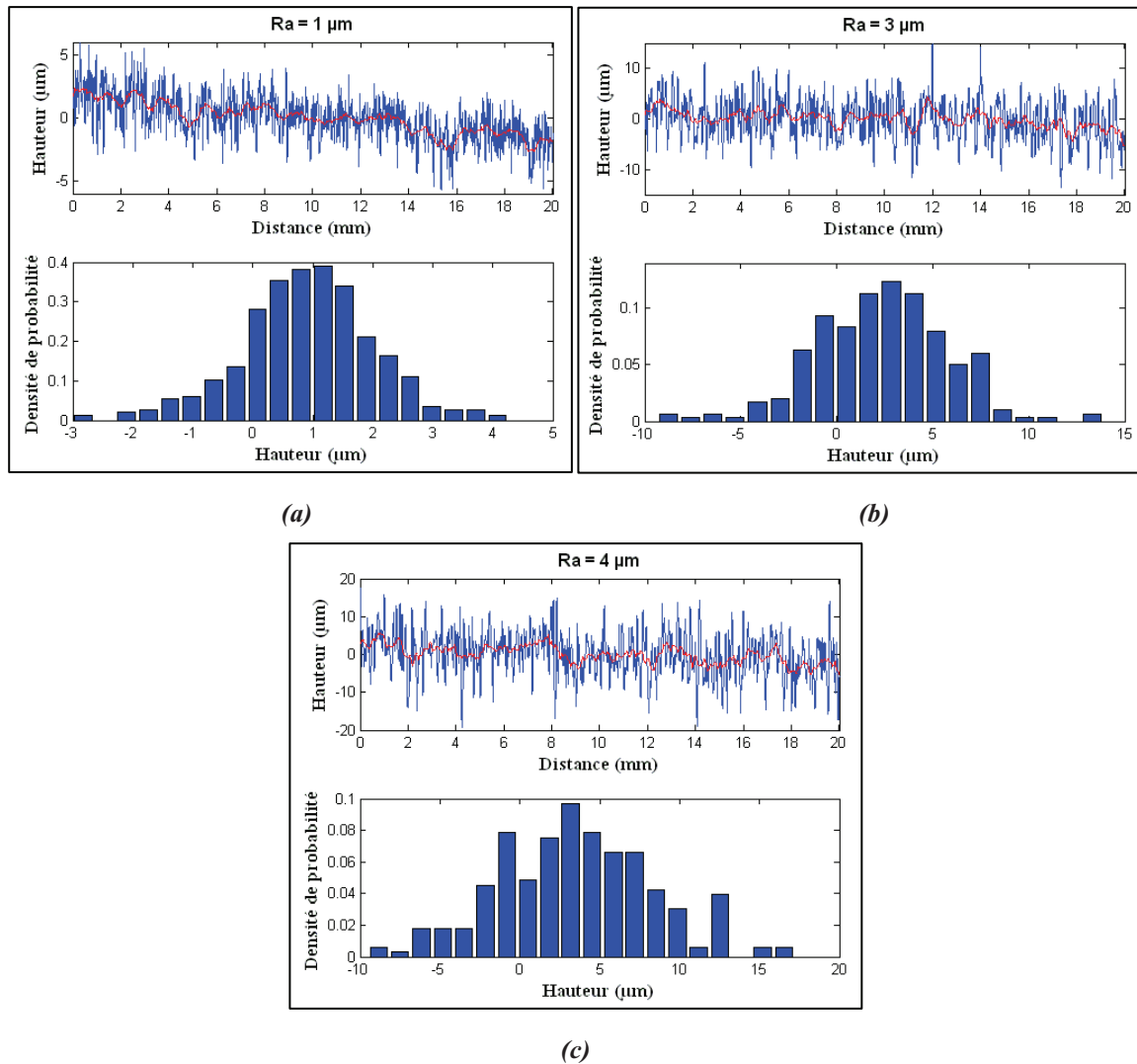


Figure II-42: Topographie de surface. (a)  $R_a = 1 \mu\text{m}$ , (b)  $R_a = 3 \mu\text{m}$ , (c)  $R_a = 4 \mu\text{m}$ .

### II.3.3. Protocole expérimental

Chaque test de frottement est réalisé pour un couple glisseurs – plaque de même rugosité de surface et à vitesse constante. Pour un test donné (Figure II-43), il convient d'utiliser uniquement des glisseurs de mêmes dimensions, dont le nombre peut varier de 5 à 80. Les tests de frottement sont réalisés en faisant varier la vitesse de glissement de 2 à 10 cm/s pour une rugosité de surface donnée (de 1 à 4  $\mu\text{m}$ ). Avant chaque test de frottement les surfaces frottées sont tout d'abord dégraissées avec de l'heptane, ensuite elles sont nettoyées avec du propane et enfin séchées à l'aide d'un flux d'azote. L'essai de frottement est réalisé en atmosphère ambiante (humidité relative entre 73 % et 76 % et température ambiante: 23 - 25°C). La force normale appliquée est simplement le poids des glisseurs frottés. Chaque test de frottement est répété 5 fois.

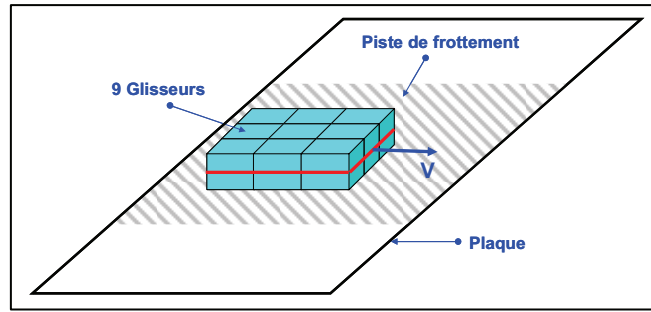


Figure II-43: Exemple de test de frottement.

### II.3.4. Résultats

#### II.3.4.1. Variation du niveau vibratoire $L_v$ (dB) en fonction de la rugosité de surface

Le niveau vibratoire  $L_v$  (dB) est calculé à partir de la relation suivante:

$$L_v \text{ (dB)} = 20 \log_{10} \frac{V_{eff}}{V_0} \quad \text{(II-20)}$$

où  $V_{eff}$  et  $V_0$  ( $10^{-9}$  m/s) sont respectivement la valeur efficace et la valeur de référence de la vitesse vibratoire. Il est à noter ici, que  $L_v$  (dB) est directement proportionnel au niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB).

Sur la figure II-44, est présentée l'évolution du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) du frottement en fonction de la rugosité de surface et le nombre des glisseurs, pour différentes vitesses de glissement.

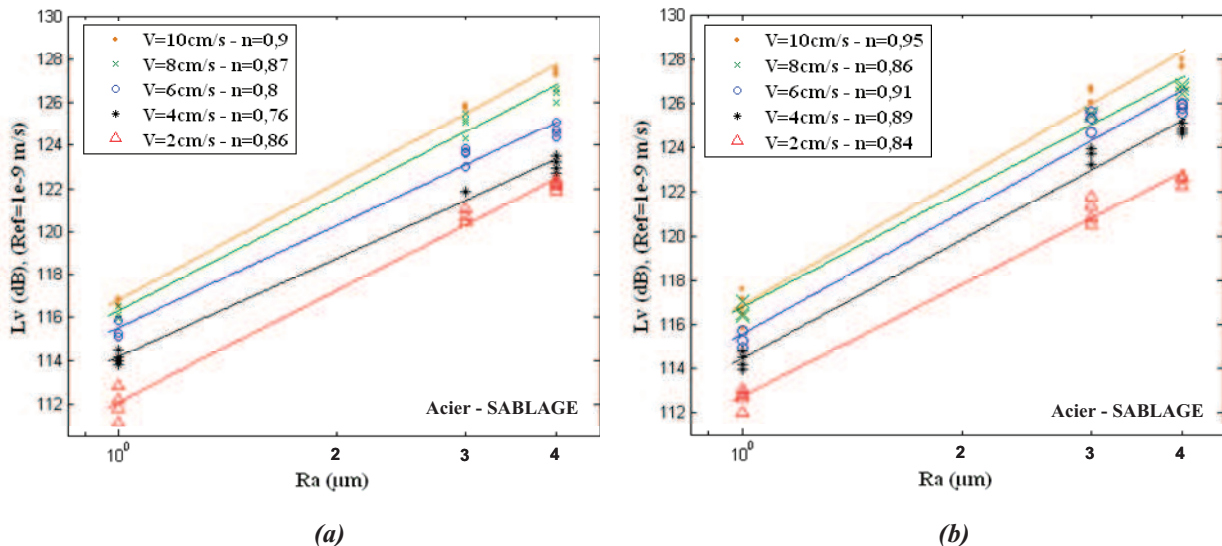


Figure II-44: Variation du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de la rugosité de surface pour différentes vitesses de glissement – Glisseurs  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  - plaque non amortie. (a) 10 glisseurs, (b) 50 glisseurs.

Nous remarquons qu'indépendamment du nombre des glisseurs utilisés, et par suite du chargement normal appliqué, et de la vitesse relative de glissement, le niveau vibratoire  $L_v$  (dB) est une fonction linéaire et croissante du logarithme de la rugosité de surface selon la loi suivante:

$$L_v(\text{dB}) = 20 \log_{10} Ra^n \quad (\text{II-21})$$

avec  $0,76 \leq n \leq 0,95$ . Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus par mesures acoustiques à l'aide du tribomètre *TriboNoise*.

### II.3.4.2. Variation du niveau vibratoire $L_v$ (dB) en fonction de la vitesse relative de glissement

Ces tests de frottement consistent à frotter des glisseurs de surface  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  et d'épaisseur 10 mm sur une plaque élastique de dimensions  $450 \times 300 \times 2 \text{ mm}^3$ . Nous faisons varier la vitesse de glissement et le nombre des glisseurs tractés simultanément (de 5 à 80 glisseurs). Nous varions ainsi la surface apparente de contact (de  $20 \text{ cm}^2$  à  $320 \text{ cm}^2$ ) et la charge normale appliquée (de 1,5 N à 24,5 N). La rugosité des surfaces antagonistes est maintenue constante et égale à  $4 \mu\text{m}$ .

Sur la figure II-45 est tracé le niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de la vitesse relative de glissement pour différentes surfaces de contact et pour deux types d'amortissement. Un amortissement faible (plaque nue) (Figure II-45 (a)) et un amortissement fort (plaque recouverte par une mousse amortissante) (Figure II-45 (b)).

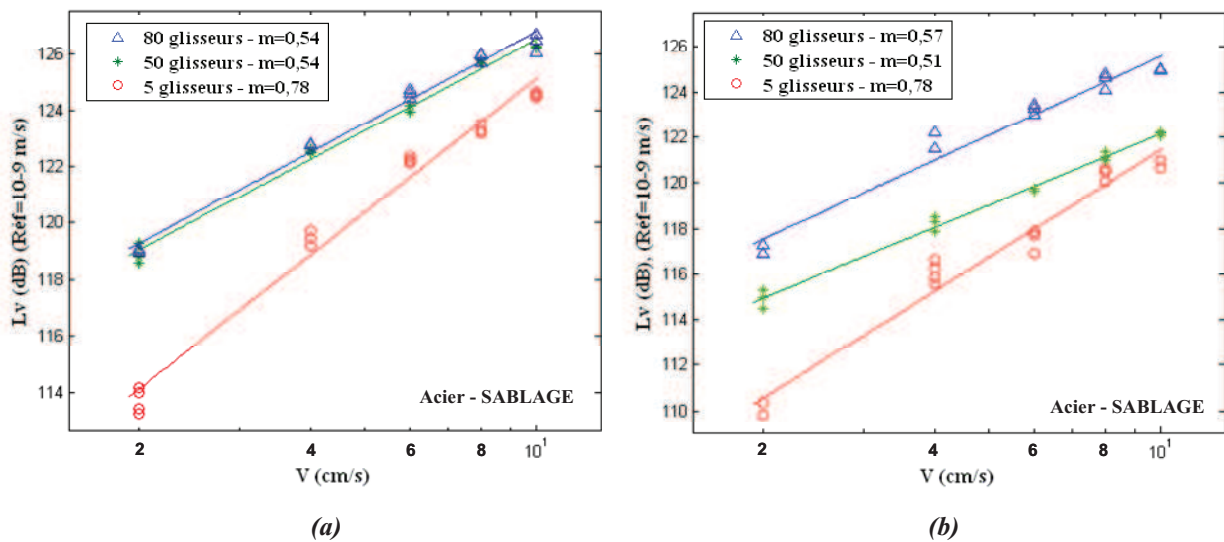


Figure II-45: Variation du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de la vitesse relative de glissement pour différentes surfaces de contact (Unité  $4 \text{ cm}^2$ ) – Glisseurs  $20 \times 20 \times 10 \text{ mm}^3$  –  $Ra = 4 \mu\text{m}$ . (a) plaque non amortie, (b) plaque amortie.

Nous remarquons à partir de cette figure que le niveau vibratoire  $L_v$  (dB) est une fonction linéaire et croissante du logarithme de la vitesse de glissement selon la relation:

$$L_v(\text{dB}) = 20 \log_{10} V^m \quad (\text{II-22})$$

où  $m$  est compris entre 0,51 et 0,78 ( $0,51 \leq m \leq 0,78$ ). Il est clair que ces valeurs sont plus faibles que celles obtenues par mesures acoustiques lors d'un contact plan / plan. Elles sont plutôt comprises dans l'intervalle obtenue pour un contact sphère / plan.

A partir de la figure II-45, nous pouvons également constater que la pente  $m$  est indépendante du type d'amortissement de la plaque résonante, du chargement normal appliqué et de la surface apparente de contact. Cependant, le niveau vibratoire est une fonction croissante de la charge normale appliquée et de la surface apparente de contact. Ce niveau vibratoire est d'autant plus élevé que l'amortissement de la plaque résonante est faible.

### II.3.4.3. Variation du niveau vibratoire $L_v$ (dB) en fonction de l'aire apparente de contact

Ces essais de frottement ont été réalisés avec des glisseurs  $20 \times 20 \times 10 \text{ mm}^3$  frottés sur une plaque amortie de dimensions  $450 \times 300 \times 2 \text{ mm}^3$ . La vitesse relative de glissement est maintenue constante et égale à  $2 \text{ cm/s}$ . La rugosité des surfaces frottées est  $Ra = 4 \mu\text{m}$ .

L'évolution de la vitesse vibratoire (mm/s) et du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de l'aire apparente de contact est tracée sur la figure II-46.

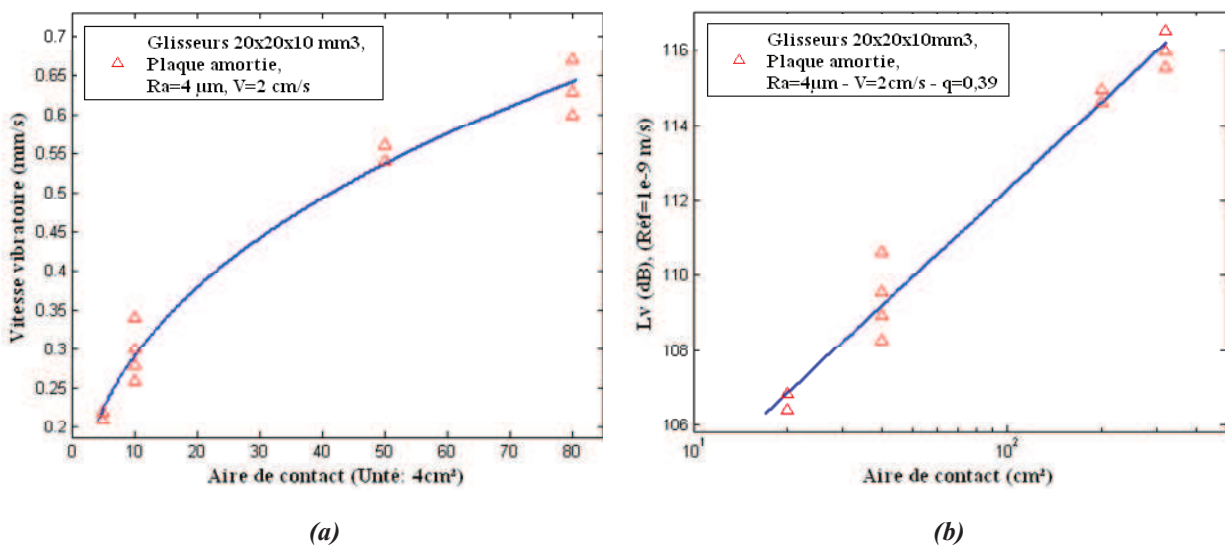


Figure II-46: (a) Variation de la vitesse vibratoire en fonction de l'aire apparente de contact (Unité  $4 \text{ cm}^2$ ), (b) Variation du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de l'aire apparente de contact (Unité  $\text{cm}^2$ ). Glisseurs  $20 \times 20 \times 10 \text{ mm}^3$ , plaque amortie,  $Ra = 4 \mu\text{m}$ ,  $V = 2 \text{ cm/s}$ .

Cette figure montre que la vitesse vibratoire est une fonction croissante de l'aire apparente de contact (Figure II-46 (a), [78]). Cette variation est linéaire et croissante dans une échelle bilogarithmique (Figure II-46 (b)). La pente  $q$  de la droite  $L_v (dB) = f(A_a)$  est égale à 0,39.

### ***II.3.5. Conclusion***

Les résultats obtenus par mesures vibratoires sont cohérents avec les résultats de l'approche acoustique. Cela confirme que nos lois concernant la variation du niveau sonore  $L_p (dB)$  en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement sont indépendantes du matériel expérimental utilisé, de la géométrie et les dimensions des échantillons étudiés.

Il a été montré également à l'aide de ces mesures vibratoires que le bruit de rugosité rayonné est une fonction linéaire et croissante du logarithme de l'aire apparente de contact.

Si ces deux approches acoustique et vibratoire ont permis d'établir les lois d'évolution du bruit de rugosité en fonction de certains paramètres de contact, en particulier la rugosité de surface et la vitesse de glissement, et de dégager certaines conclusions sur les mécanismes de génération de ce type du bruit, elles ne permettent pas l'accès aux paramètres locaux de contact et n'offrent pas la possibilité de regarder de près les phénomènes générés à l'échelle des aspérités lors du frottement.

## **Chapitre III**

### **Bruit de rugosité: Simulation numérique**

---

---

Ce chapitre aborde la mise en place de l'étude numérique de la dynamique locale du contact entre surfaces rugueuses et du bruit de rugosité. Dans une première partie, nous décrivons le modèle numérique développé. Ensuite, nous présentons les résultats obtenus. Nous commençons par étudier la dynamique locale du contact frottant. Ensuite, nous étudions les paramètres influençant le bruit généré à savoir la fréquence et la percussion des chocs entre aspérités antagonistes, la puissance vibratoire, la rugosité de surface et la vitesse relative de glissement.

---

---



## Chapitre III - Bruit de rugosité: Simulation numérique

### III.1. Introduction

La modélisation des vibrations d'origines tribologiques (crissements, stick-slip, sprag-slip...) [89-91] a connu de nombreux raffinements mathématiques et numériques [92]. Les modèles utilisés donnent satisfaction lorsqu'il s'agit de retrouver le résultat d'une mesure vibratoire ou d'une pression acoustique. En revanche, leur exploitation dépend beaucoup de l'origine du phénomène qui est le frottement.

Dans cette présente étude numérique, nous nous intéressons aux vibrations générées lors du frottement de deux surfaces rugueuses l'une contre l'autre. Ces vibrations, initiées au niveau de l'interface de contact puis propagées dans les deux solides, sont à l'origine du bruit de rugosité rayonné. Le problème étudié fait appel à la dynamique locale.

### III.2. Modèle éléments finis développé

#### III.2.1. Loi de frottement choisie

Le frottement utilisé dans les simulations numériques est celui de la loi classique de Coulomb. Ce modèle de frottement suppose qu'il n'y aura pas de glissement relatif entre les solides en contact tant que la contrainte équivalente du cisaillement  $\tau_{eq}$  est inférieure à la contrainte critique  $\tau_{crit}$ , proportionnelle à la pression de contact  $P$ :

$$\tau_{crit} = \mu P \quad (III-1)$$

Un coefficient de frottement  $\mu$  de 0,2 a été introduit.

#### III.2.2. Système étudié et conditions aux limites

Afin de comparer les résultats obtenus par simulation numérique et ceux issus de l'étude expérimentale, nous avons repris numériquement les mêmes couples de surfaces étudiées expérimentalement et les mêmes tests de frottement réalisés. Le modèle numérique développé est bidimensionnelle (2D), implanté sous le module ABAQUS/Explicit. Ainsi, pour chaque test de frottement, le système étudié est constitué de deux surfaces rugueuses, de même rugosité, en acier  $S_1$  et  $S_2$  en contact frottant (Figure III-1).

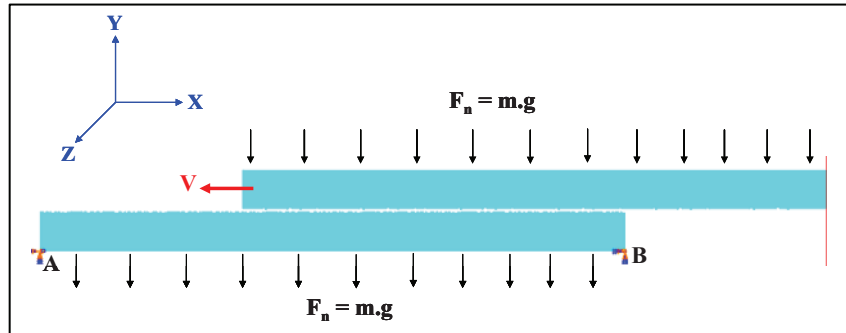


Figure III-1: Système étudié et conditions aux limites.

La rugosité des surfaces en contact est celle mesurée par profilométrie 2D sur les surfaces étudiées expérimentalement. L'introduction dans ABAQUS/Explicit du profil généré par profilométrie (fichier ascii) ainsi que le reste de la géométrie des solides à simuler se fait à l'aide d'un programme, qui a été développé en langage C, et qui permet la conversion du fichier ascii en un fichier de format step/iges compréhensible par ABAQUS. Ce programme permet également la génération de la géométrie complète du solide à simuler en attribuant une épaisseur de 8 mm au profil mesuré (de longueur 120 mm). Les dimensions 8 mm et 120 mm correspondent respectivement à l'épaisseur et à la longueur des échantillons réels étudiés (Figure III-1).

Comme dans le cas expérimental, un test de frottement numérique est réalisé entre deux surfaces déformables possédant la même rugosité à vitesse de glissement constante. Les rugosités étudiées sont  $Ra = 1 \mu\text{m}$ ,  $4,5 \mu\text{m}$ ,  $10 \mu\text{m}$ ,  $20 \mu\text{m}$  et  $26 \mu\text{m}$ . Pour chaque couple de rugosité, la vitesse de glissement varie de 2 cm/s à 12 cm/s ( $V = 2 \text{ cm/s}$ ,  $6 \text{ cm/s}$ ,  $8 \text{ cm/s}$ ,  $10 \text{ cm/s}$  et  $12 \text{ cm/s}$ ).

Le comportement des solides en contact est supposé élastique isotrope. Les paramètres retenus pour décrire ce type de comportement sont:

- un module d'Young  $E = 210 \text{ GPa}$ ;
- un coefficient de poisson  $\nu = 0,3$ ;
- une masse volumique  $\rho = 7800 \text{ kg/m}^3$ ;
- un coefficient d'amortissement structural  $\gamma = 2\%$ .

En ce qui concerne les conditions aux limites, nous avons repris les conditions réelles imposées expérimentalement sur les deux corps en contact. Ainsi:

- les deux solides sont supposés déformables et de même masse;

- le solide  $S_1$  (solide statique) est encastré au niveau de ses deux points  $A$  et  $B$ . Il est libre par tout ailleurs en déplacement suivant les deux directions ( $X$ ) et ( $Y$ ) et en rotation suivant l'axe ( $Z$ );
- le solide  $S_2$  (solide mobile) est soumis à une vitesse de glissement constante  $V$  suivant la direction ( $X$ ) et une vitesse de descente  $V_2$  suivant la direction ( $Y$ ). La rotation suivant l'axe ( $Z$ ) a été bloquée pour des raisons d'économie du temps de calcul;
- les deux solides  $S_1$  et  $S_2$  sont soumis à une force de gravité répartie uniformément sur toutes leurs surfaces.

### **III.2.3. Convergence en temps et en maillage**

Le contact avec frottement est un phénomène fortement non linéaire, mettant en jeu des grands déplacements et des grandes rotations. Par conséquent, nous nous plaçons dans les hypothèses non linéaires de grands déplacements et de grandes déformations.

La simulation numérique du contact rugueux est une simulation à l'échelle de la rugosité des surfaces mises en contact (simulation de l'interface multicontact). Comme l'amplitude maximale de la rugosité étudiée ( $26 \mu\text{m}$ ) est beaucoup plus faible que les autres dimensions suivant la largeur ( $22 \text{ mm}$ ) et la longueur ( $120 \text{ mm}$ ), le modèle étudié est mince et par conséquent les éléments considérés sont alors des éléments à contraintes planes (Continuum Plane Stress *CPS*).

L'incrément de temps, dans le cas d'une approximation élément-par-élément, est proportionnel à la longueur minimale des éléments du maillage considéré. Si nous voulons étudier la dynamique locale du contact rugueux, en particulier déterminer la durée des chocs entre les aspérités des surfaces frottées, nous devons choisir un incrément du temps stable plus petit que la durée de choc la plus courte ( $\sim 10^{-4} \text{ s}$ ) (Tableau II-17). Mais, comme le choix d'incrément du temps dans ABAQUS/Explicit est automatique et ne nécessite aucune intervention d'utilisateur, nous devons choisir un maillage optimal permettant la vérification de cette condition, la convergence du calcul mais aussi une économie au niveau du temps de calcul.

#### **III.2.3.1. Maillage**

Le maillage utilisé est de type triangulaire, 3 nœuds par élément. Il a été raffiné au niveau des aspérités des surfaces en contact (Figure III-2).

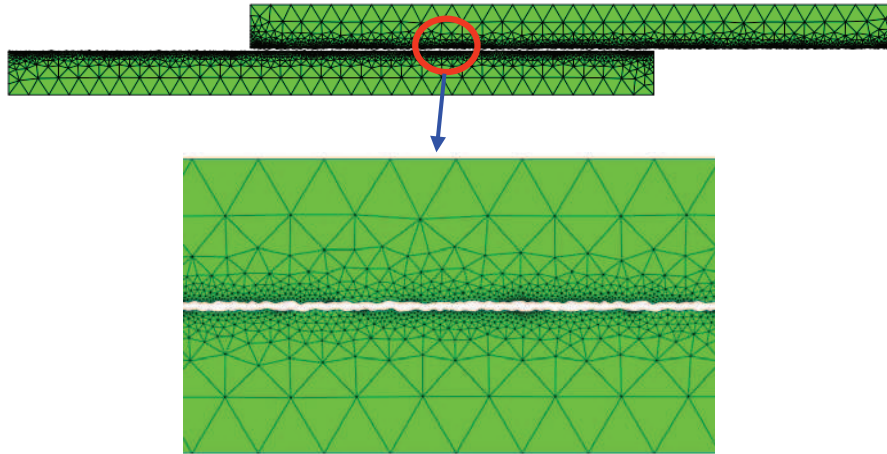


Figure III-2: Représentation du maillage du modèle numérique.

Afin de déterminer le maillage optimal, nous avons procédé par calcul de la vitesse vibratoire de deux surfaces en frottement en fonction du nombre d'éléments du maillage. Le maillage optimal correspond au nombre seuil d'éléments au-delà duquel la valeur efficace de la vitesse vibratoire reste constante (Figure III-3). A partir de cette figure le maillage optimal est obtenu pour 7764 éléments et 4654 nœuds. Ce maillage permet d'avoir un pas du temps stable égale à  $10^{-8}$  s. La très faible valeur d'incrément du temps est avantageuse lors de la résolution des problèmes dynamiques de contact car elle garantit l'accès aux paramètres locaux du contact, mais aussi une bonne prise en compte des non-linéarités et de leurs brusques changements [93, 94].

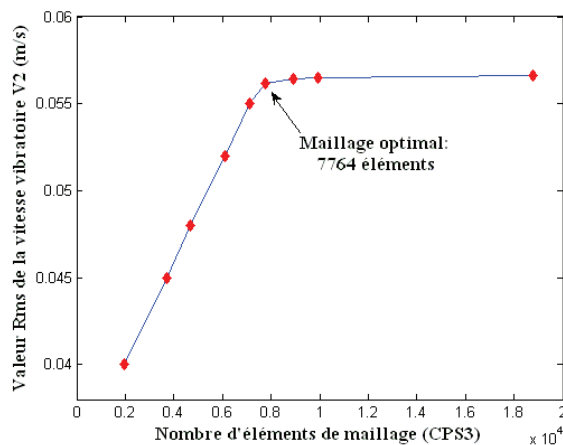


Figure III-3: Maillage optimal obtenu par calcul de la vitesse vibratoire en fonction du nombre d'éléments de maillage.

### III.2.3.2. Étapes de calcul

Les étapes de calcul suivies reproduisent fidèlement un test de frottement expérimental. Ainsi, trois étapes ont été introduites:

- une étape de descente: dans laquelle le solide mobile  $S_2$  est soumis à une vitesse verticale  $V_y$ , permettant le rapprochement de deux surfaces à frotter;
- une étape de stabilisation: dans laquelle le solide  $S_2$  est soumis uniquement à son poids propre. La vitesse  $V_y$  imposée durant l'étape de descente est annulée ( $V_y = 0$ );
- une étape de frottement: dans laquelle une vitesse de glissement  $V_x$  est imposée au solide  $S_2$ . C'est dans cette étape que nous introduisons aussi tous les paramètres à calculer, à savoir la vitesse vibratoire, la pression de contact, les forces de contact, les déplacements et les vitesses locaux, la durée de contact, la percussion de choc, etc. La vitesse vibratoire a été calculée au niveau de tous les nœuds de la face inférieure du solide  $S_1$  à l'exclu des points fixes  $A$  et  $B$ . Les autres paramètres ont été calculés soit au niveau des nœuds de l'interface en contact soit sur tout le modèle. La durée de simulation est de l'ordre d'une seconde ce qui est grand comparé à la période du premier mode propre et par conséquent suffisant au développement de tous les modes vibratoires des pièces étudiées.

### III.3. Validation du modèle

Le modèle développé est un modèle de simulation numérique du frottement dynamique entre surfaces rugueuses. La rugosité des surfaces en contact est aléatoire.

Pour valider ce modèle, nous l'avons testé sur des surfaces à profils sinusoïdaux pour lesquels nous connaissons d'avance la solution analytique. L'amplitude  $A$  de la fonction sinusoïdale représente la rugosité de surface et sa dérivée première la vitesse vibratoire  $V_y$  (vitesse verticale suivant la direction ( $Y$ )). Si nous connaissons de plus sa longueur d'onde  $\lambda$  et la vitesse de glissement  $V_x$  (vitesse suivant la direction ( $X$ )), nous aurons également sa fréquence  $f$ .

Ainsi, nous pouvons tracer le niveau vibratoire  $L_v$  ( $dB$ ), calculé à l'aide de la relation (II-20), en fonction de l'amplitude du profil sinusoïdal utilisé.

### III.3.1. Calcul analytique

Soient deux profils sinusoïdaux de même longueur d'onde  $\lambda$  et de même amplitude  $A$  glissant l'un sur l'autre avec une vitesse relative  $V_x$ . La forme des profils s'écrit:  $y(x) = A \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right)$ .

Un premier raisonnement simplifié consiste à considérer que le profil supérieur s'élève comme le point d'abscisse  $x = V_x t$ . Son élévation (déplacement vertical) s'écrit donc:

$U_y(t) = y(x = V_x t) = A \sin(2\pi f t)$  où  $f = V_x / \lambda$ . Cependant, ce raisonnement n'est pas tout à fait juste car le point de contact entre les deux profils sinusoïdaux oscille de part et d'autre du sommet du sinus. Sa position n'est donc pas tout à fait  $x = V_x t$ . Une analyse précise de la position du point de contact conduit à établir que l'élévation du profil supérieur est :  $U_y(t) = A(2|\sin(\pi f t)| - 1)$ . Par conséquent, la vitesse verticale  $V_y$  est donnée par:

$$V_y(t) = \frac{dU_y(t)}{dt} = \begin{cases} 2A\pi f \cos(\pi f t) \text{ pour } 0 < t < \frac{1}{f} \\ -2A\pi f \cos(\pi f t) \text{ pour } \frac{1}{f} < t < \frac{2}{f} \end{cases}$$

Il est ainsi possible de calculer le niveau vibratoire  $L_v$  (dB, Réf =  $1e^{-9}$  m/s) en fonction de l'amplitude  $A$ , en supposant que les profils ne se déforment pas et donc que la vitesse vibratoire est la vitesse verticale  $V_y$ . Les résultats obtenus pour une vitesse de glissement  $V_x$  égale à 10 mm/s et des profils de longueur totale égale à 120 mm avec une résolution spatiale  $\Delta x$  de 0,008 mm et une longueur d'onde  $\lambda$  égale à 1 mm sont présentés dans le tableau III-1.

	30 $\mu\text{m}$	60 $\mu\text{m}$	120 $\mu\text{m}$	300 $\mu\text{m}$
Lv (dB)	122,4	128,5	134,5	142,4

Tableau III-1 : Niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de l'amplitude  $A$  pour  $V_x = 10$  mm/s,  $\lambda = 1$  mm et  $\Delta x = 0,008$  mm.

### III.3.2. Calcul numérique

Le calcul analytique précédent est repris numériquement à l'aide de notre modèle ABAQUS. Quatre paires de surfaces à profil sinusoïdal ont été générées avec une longueur d'onde de 1 mm et une résolution spatiale  $\Delta x$  égale à 0,008 mm. Les surfaces générées sont des surfaces 2D de dimensions 120 x 8 mm<sup>2</sup>. Chaque couple de surfaces possède la même amplitude  $A$  (30  $\mu\text{m}$ , 60  $\mu\text{m}$ , 120  $\mu\text{m}$  et 300  $\mu\text{m}$ ). La simulation numérique est réalisée pour une vitesse de glissement maintenue égale à 10 mm/s. Le maillage utilisé, les conditions aux limites

appliquées ainsi que les étapes de calcul sont identiques à ceux décrits dans la partie III-2. La figure III-4 présente les conditions aux limites appliquées sur des surfaces d'amplitude  $60 \mu\text{m}$ .

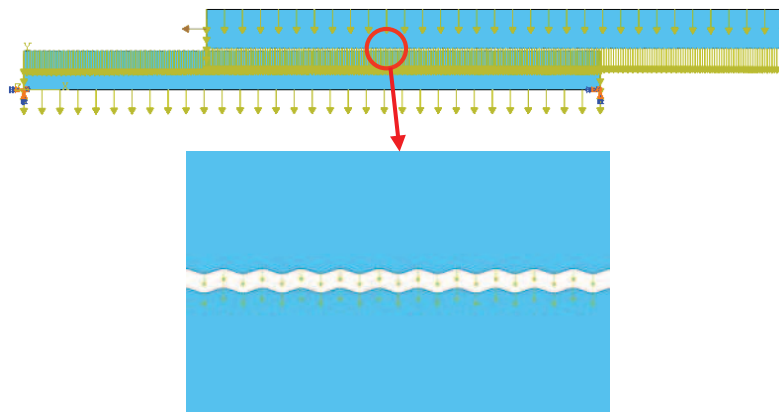


Figure III-4: Surfaces sinusoïdales et conditions aux limites.

Sur la figure III-5 est présentée une comparaison entre l'évolution du déplacement vertical  $U_y$ , en fonction du temps de la surface mobile, calculé numériquement, et le déplacement théorique du profil sinusoïdal supérieur  $y(x) = A \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right)$  pour un point  $x$  donné. L'amplitude  $A$  est égale à  $60 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde  $\lambda$  est de  $1 \text{ mm}$ , ce qui donne une fréquence  $f$  de  $10 \text{ Hz}$  pour une vitesse de glissement égale à  $10 \text{ mm/s}$ .

Nous remarquons à partir de cette figure la bonne corrélation entre les résultats numériques et analytiques. Ce qui permet de vérifier que notre modèle tient bien compte de la rugosité des surfaces frottées et reproduit fidèlement les conditions de contact simulées.

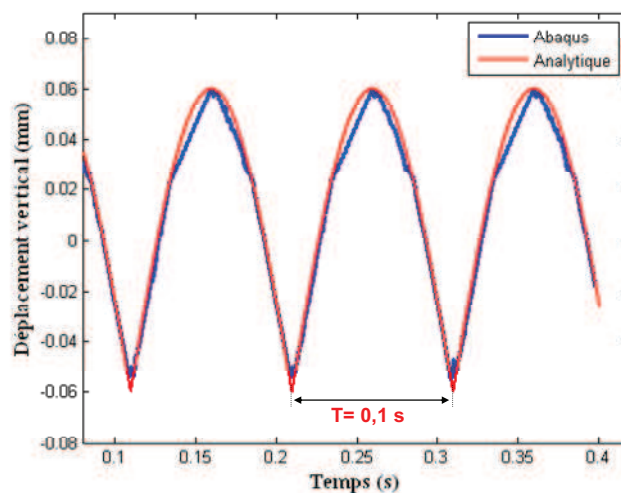


Figure III-5: Confrontation modèle numérique – calcul analytique.  $A = 60 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1 \text{ mm}$  et  $V_x = 10 \text{ mm/s}$ .

La figure III-6 présente une confrontation entre les résultats numériques et un calcul analytique de la variation du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de l'amplitude  $A$  (Figure III-6 (a)) et de la vitesse de glissement  $V_x$  (Figure III-6 (b)). Nous remarquons que les deux courbes, numérique et analytique, de la variation de  $L_v$  (dB) sont superposées aussi bien en fonction de  $A$  qu'en fonction de  $V_x$ . Dans une échelle bilogarithmique, la variation est linéaire et croissante dont les pentes  $n$  et  $m$  sont égales à 1.

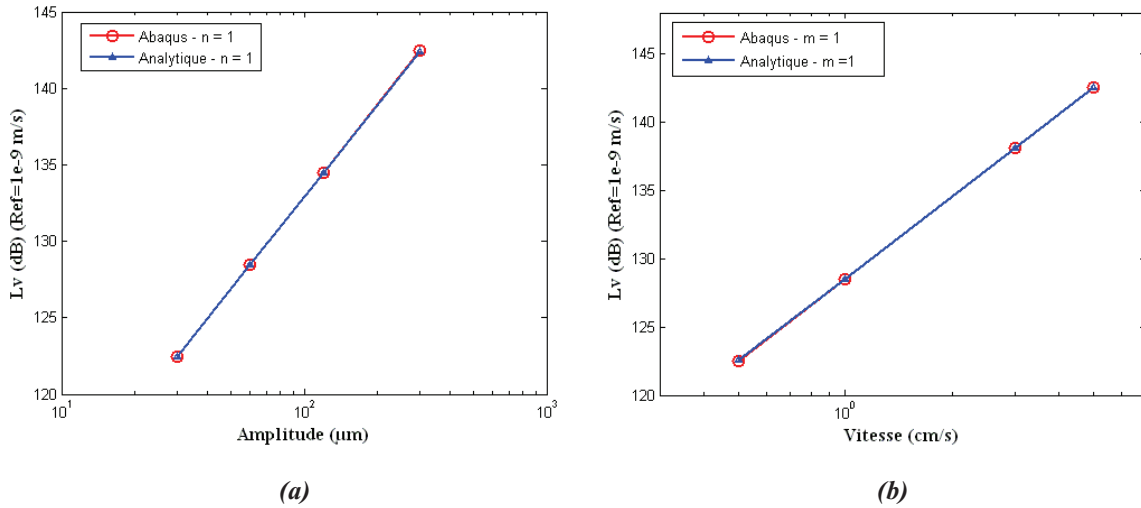


Figure III-6: Confrontation modèle numérique – calcul analytique de la variation du niveau vibratoire  $L_v$  (dB), (a) en fonction de l'amplitude  $A$ , (b) en fonction de la vitesse de glissement  $V_x$ .

Ces résultats montrent la bonne prise en compte du comportement vibratoire des solides en contact, par notre modèle numérique.

En effet, ces calculs analytique et numérique sont ramenés dans le cas de notre problème réel, frottement entre surfaces rugueuses de rugosité  $Ra$  et de largeur moyenne des éléments du profil  $RSm$ , par le fait que l'amplitude  $A$  et la longueur d'onde  $\lambda$  correspondent respectivement

à la rugosité  $Ra = 2A/\pi$  et à la largeur moyenne  $RSm$ . Comme  $V_y(t) = 2A\pi \frac{V_x}{\lambda} \cos\left(\frac{\pi}{\lambda} V_x t\right)$ , la

valeur efficace de la vitesse vibratoire est donnée par:  $V_{eff} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} A \frac{V_x}{\lambda}$ . Par conséquent, le carré

de la valeur efficace de la vitesse vibratoire est directement proportionnel au carré de la rugosité de surface  $Ra$  multiplié par la vitesse de glissement  $V_x$  au carré et inversement proportionnel au carré de la largeur moyenne  $RSm$ .

$$V_{eff}^2 \propto \frac{Ra^2 V_x^2}{RSm^2} \quad (\text{III-2})$$



### III.4. Étude du frottement dynamique entre surfaces rugueuses réelles

#### III.4.1. Dynamique locale du contact rugueux et frottant

Comme la rugosité des surfaces en contact est aléatoire, nous utilisons une méthode statistique pour analyser les paramètres locaux calculés au niveau des spots de contact, tels que le nombre de points de contact, la pression de contact, la contrainte de cisaillement, les forces de contact, l'aire réelle de contact, la vitesse relative de glissement, la vitesse vibratoire ou la durée de contact. Notre modèle numérique nous permet de calculer ainsi pour chaque paramètre sa Fonction de Densité de Probabilité (PDF), sa valeur moyenne ainsi que son écart type.

##### III.4.1.1. Forces locales de contact

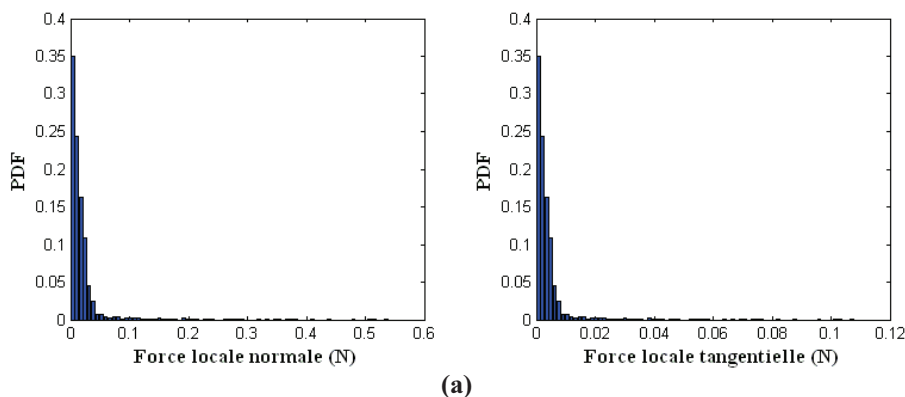
Dans une analyse dynamique explicite, utilisant comme formulation de gestion de contact la méthode des multiplicateurs de Lagrange, la force de contact normale locale est la force de résistance exigée pour s'opposer à la pénétration des nœuds maîtres dans les segments esclaves. Une telle pénétration est due à la somme des forces extérieures appliquées et de la force d'inertie. La force tangentielle locale est la force normale locale multipliée par le coefficient du frottement local.

Les efforts locaux de contact dépendent largement de la hauteur des aspérités des surfaces et de la dynamique de contact [95]. Comme la distribution des hauteurs des aspérités antagonistes est aléatoire, les efforts de contact le seront aussi.

Sur les figures III-7-11, est représentée l'évolution de la Fonction de Densité de Probabilité (PDF) des efforts locaux de contact,  $F_n$  et  $F_t$ , en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement. Nous remarquons que la distribution de  $F_n$  et  $F_t$  suit une loi de probabilité exponentielle de la forme:

$$p(x) = a e^{-ax} \quad (\text{III-3})$$

où  $a$  est un réel positif.



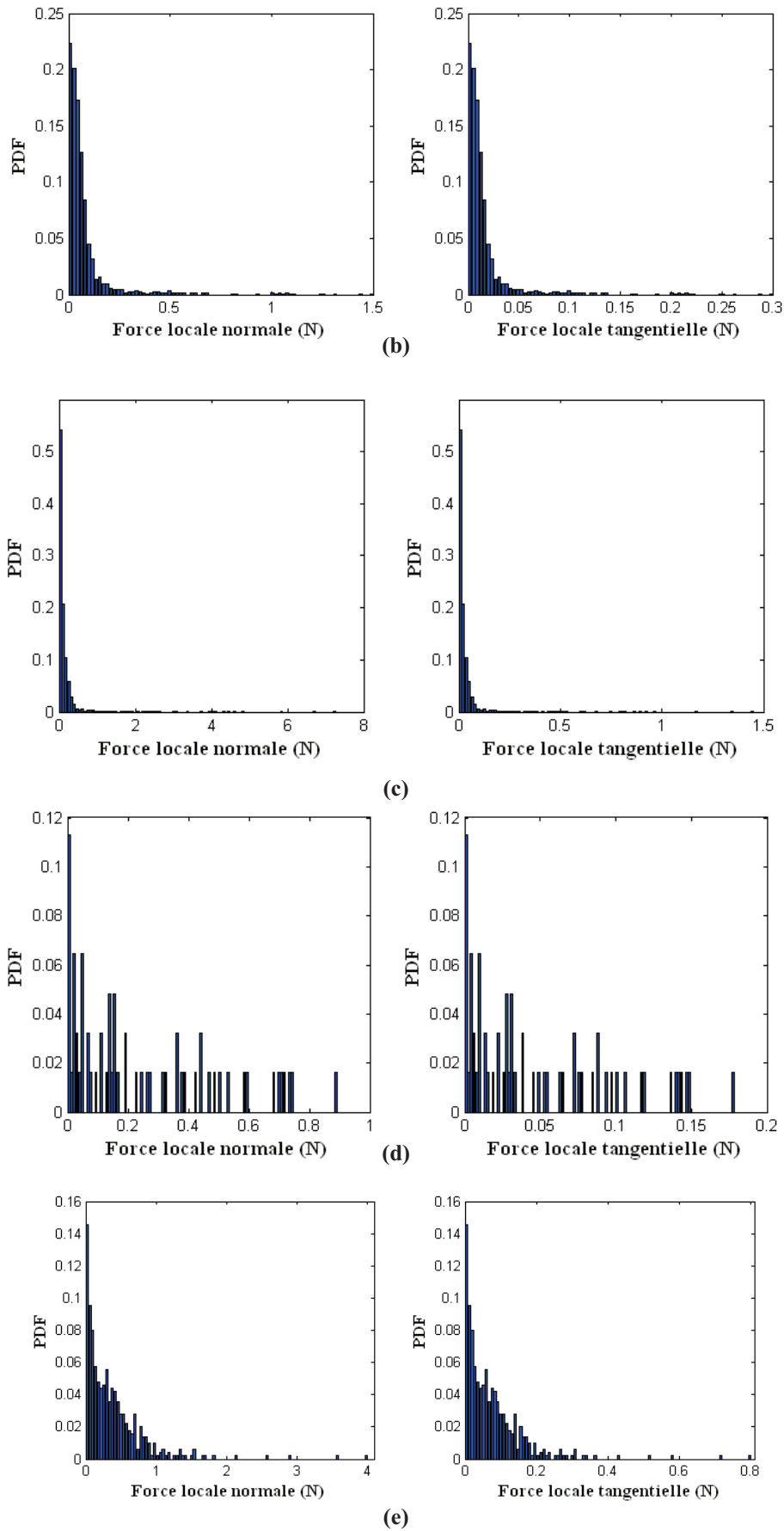
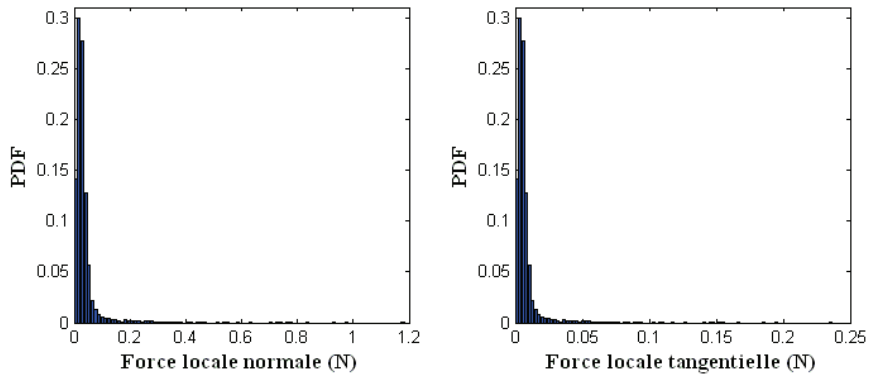
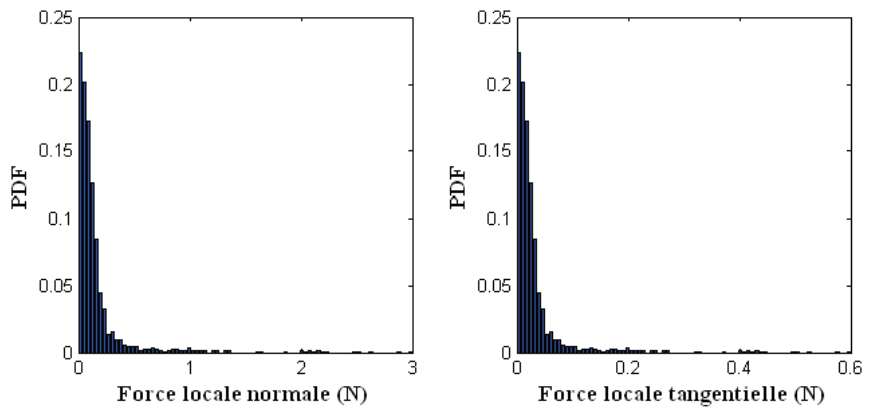


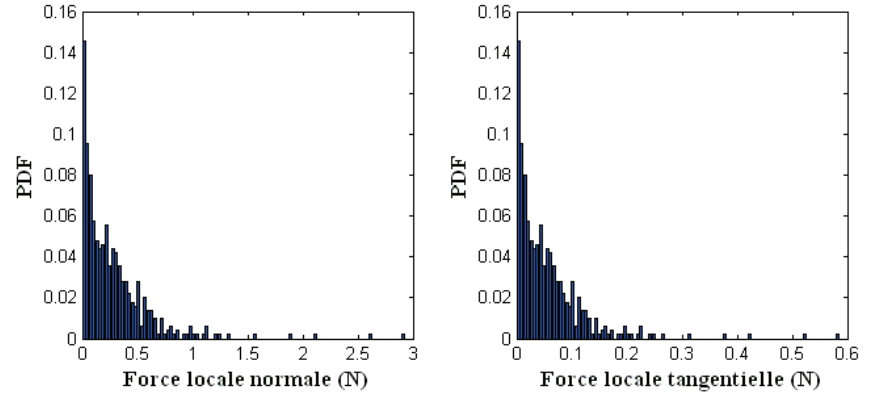
Figure III-7: Fonction de Densité de Probabilité des forces locales de contact.  $Ra = 1 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .



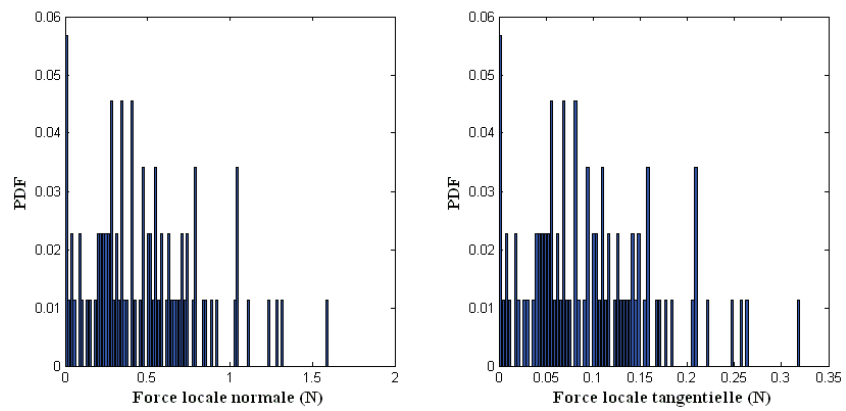
(a)



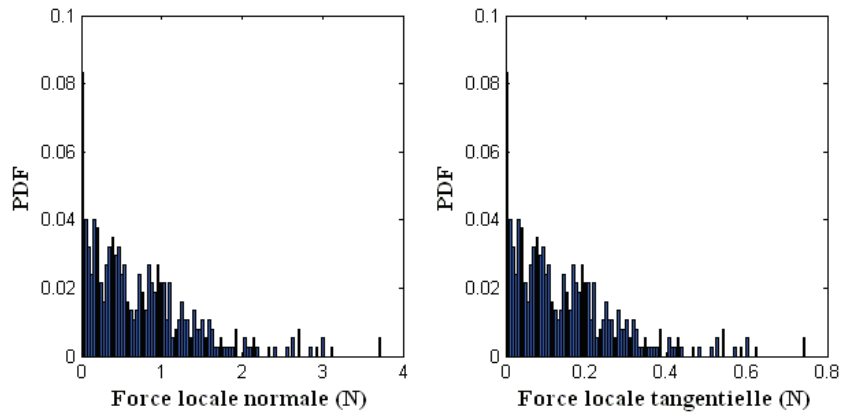
(b)



(c)

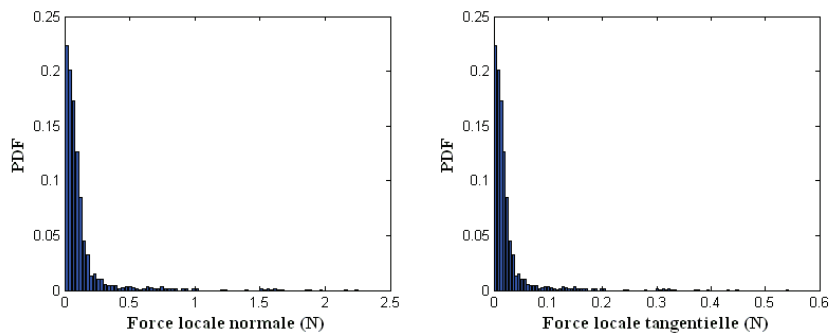


(d)

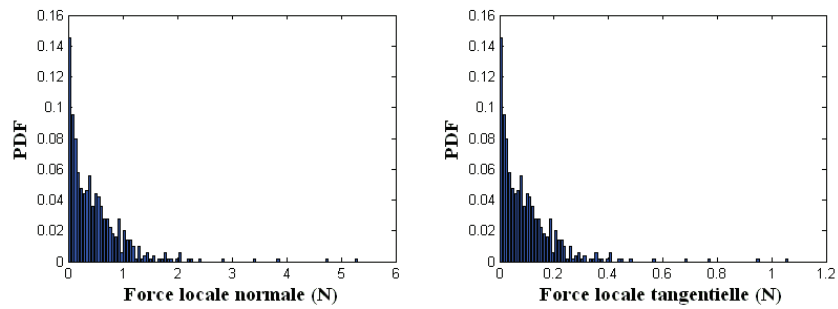


(e)

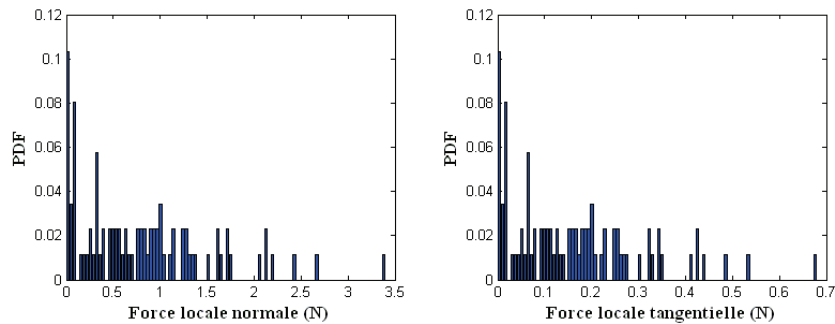
Figure III-8: Fonction de Densité de Probabilité des forces locales de contact.  $R_a = 4,5 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .



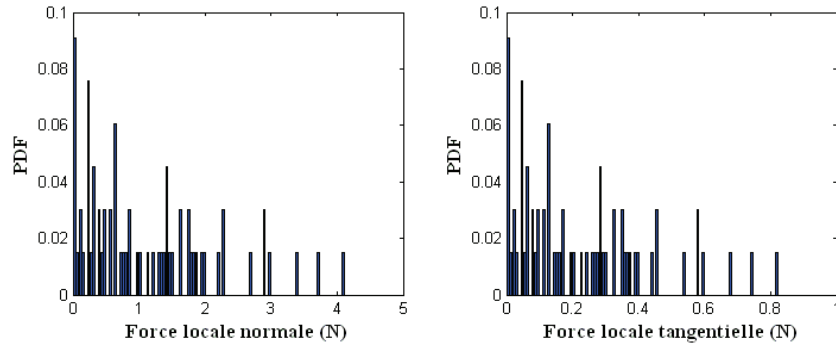
(a)



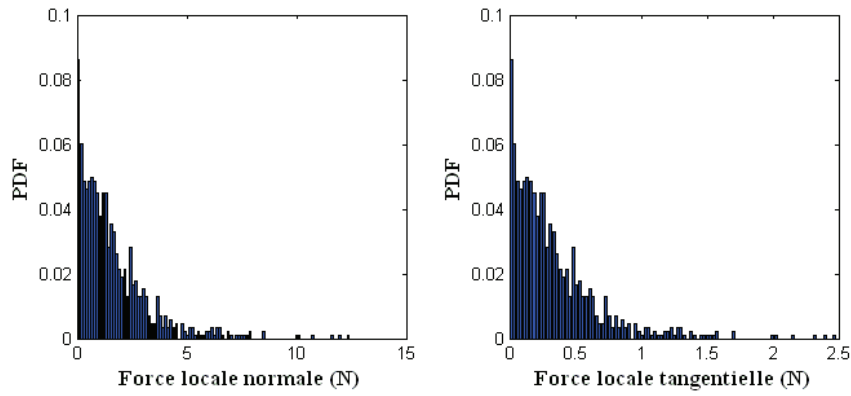
(b)



(c)

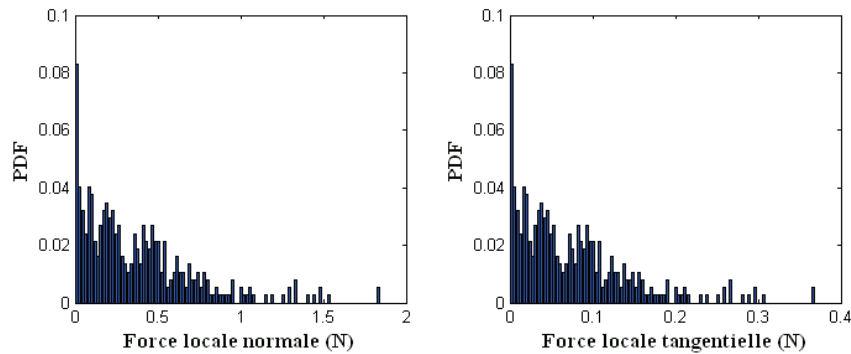


(d)

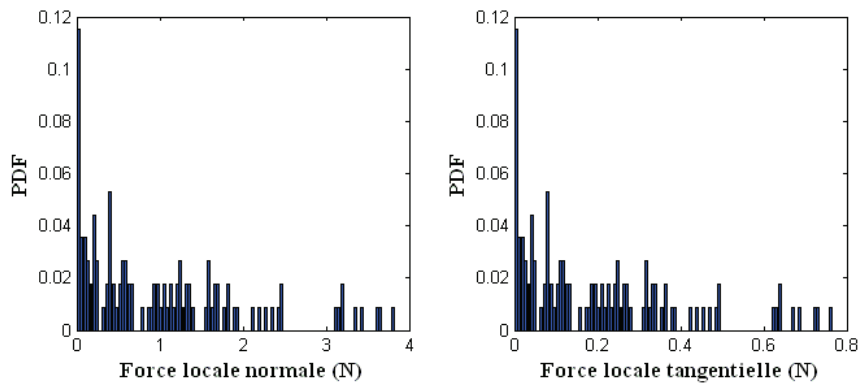


(e)

Figure III-9: Fonction de Densité de Probabilité des forces locales de contact.  $R_a = 10 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .



(a)



(b)

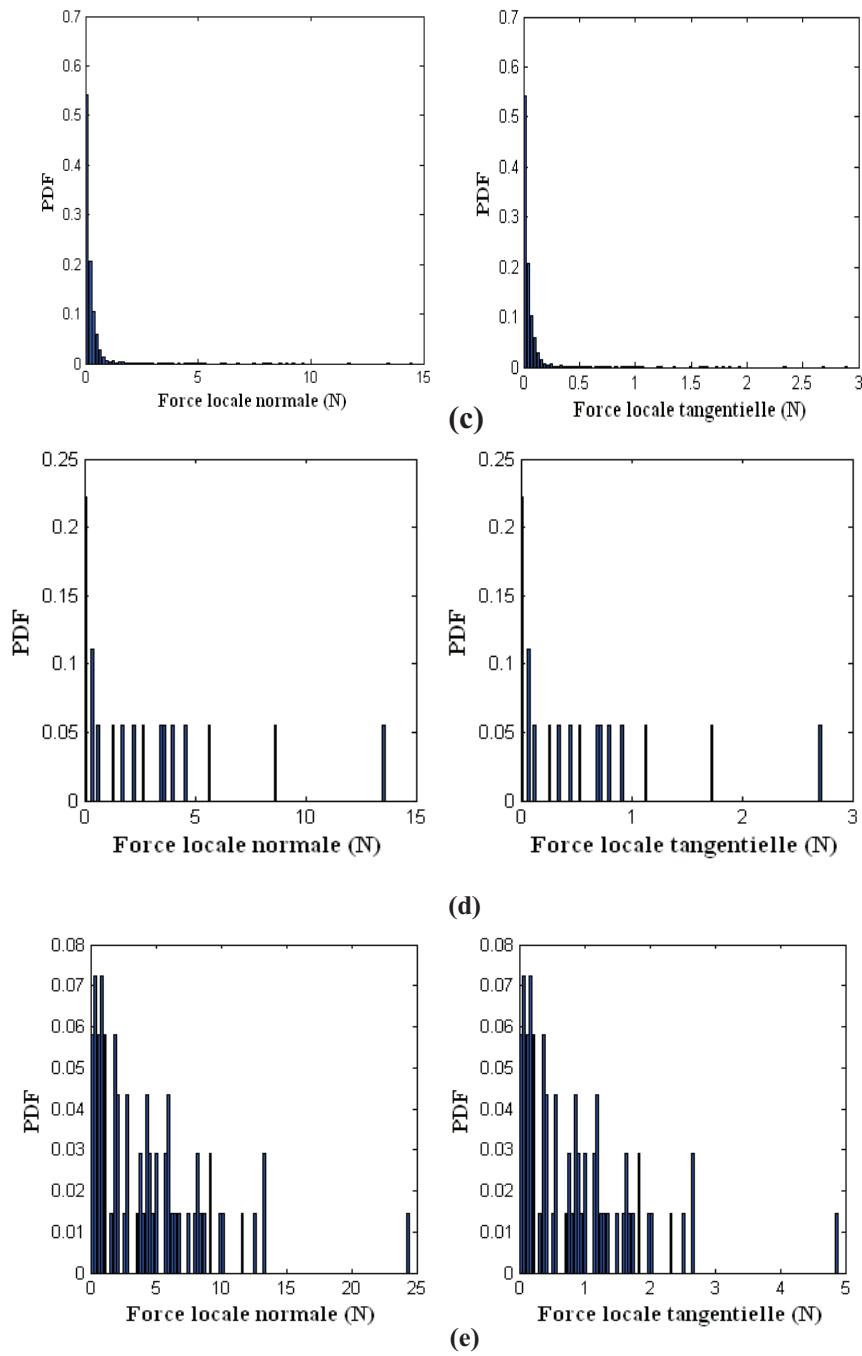
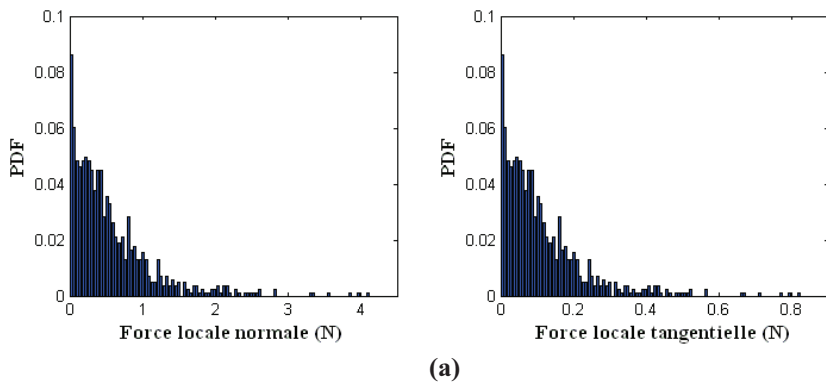
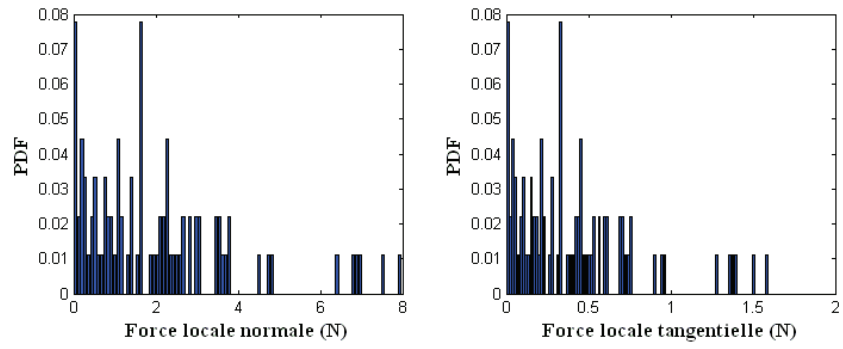
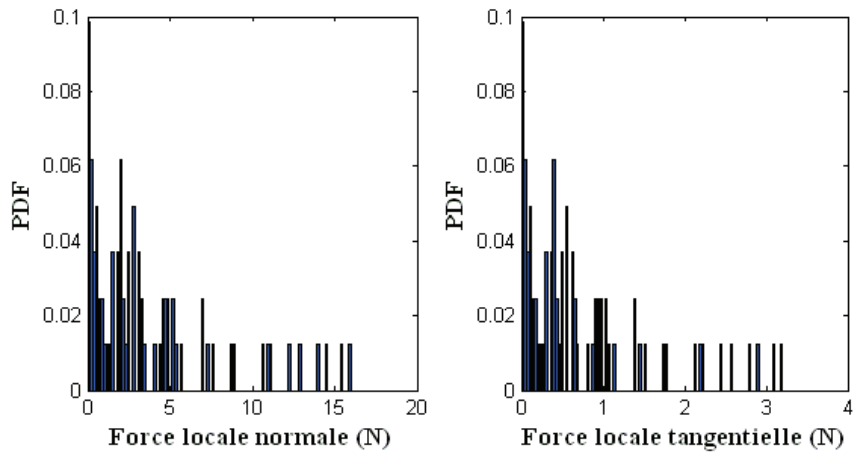


Figure III-10: Fonction de Densité de Probabilité des forces locales de contact.  $R_a = 20 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .

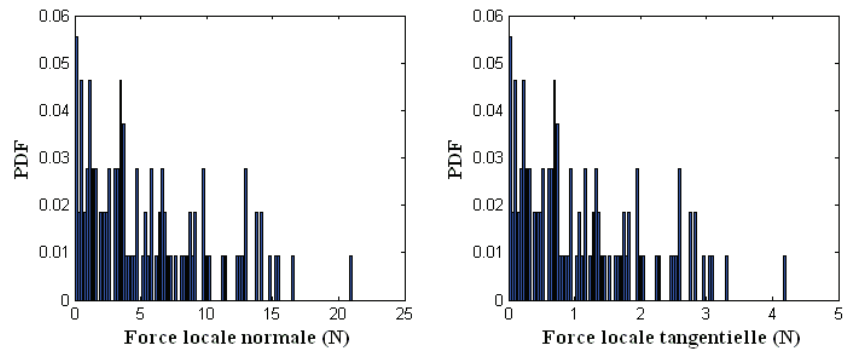




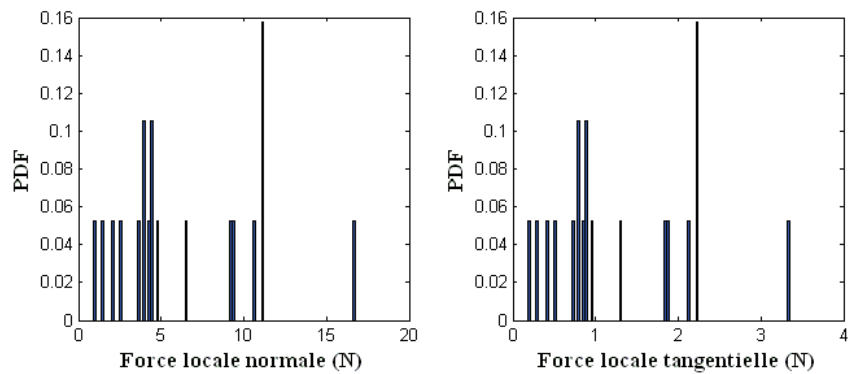
(b)



(c)



(d)



(e)

Figure III-11: Fonction de Densité de Probabilité des forces locales de contact.  $R_a = 26 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .

L'évolution de l'effort normal et tangentiel de contact en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement est respectivement illustrée au niveau des figures III-12 et III-13. Il est clair que les efforts de contact sont des fonctions croissantes de la rugosité  $Ra$  et de la vitesse  $V$ .

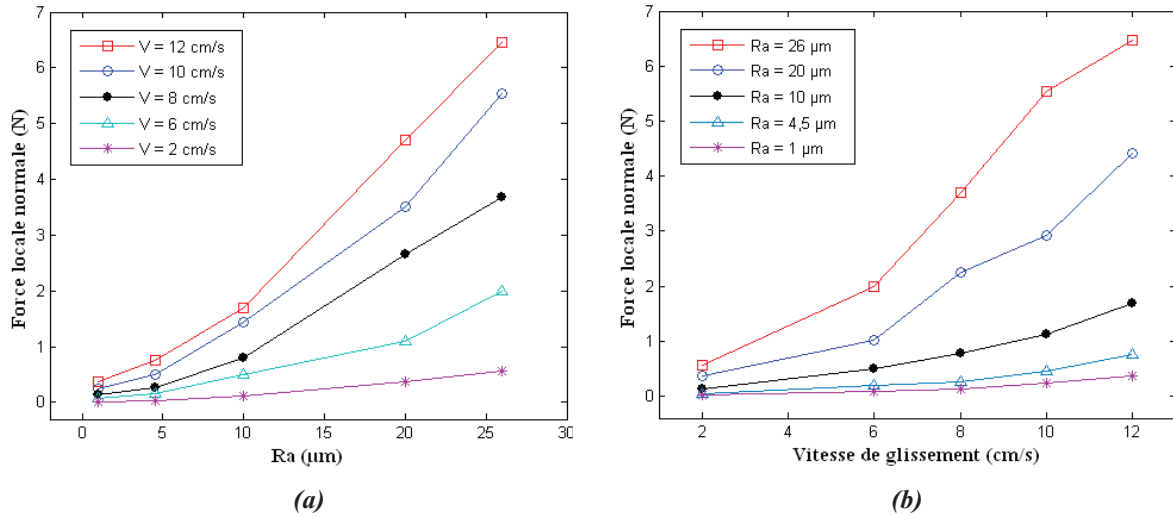


Figure III-12: Variation de la force locale normale en fonction (a) de la rugosité de surface, (b) de la vitesse de glissement.

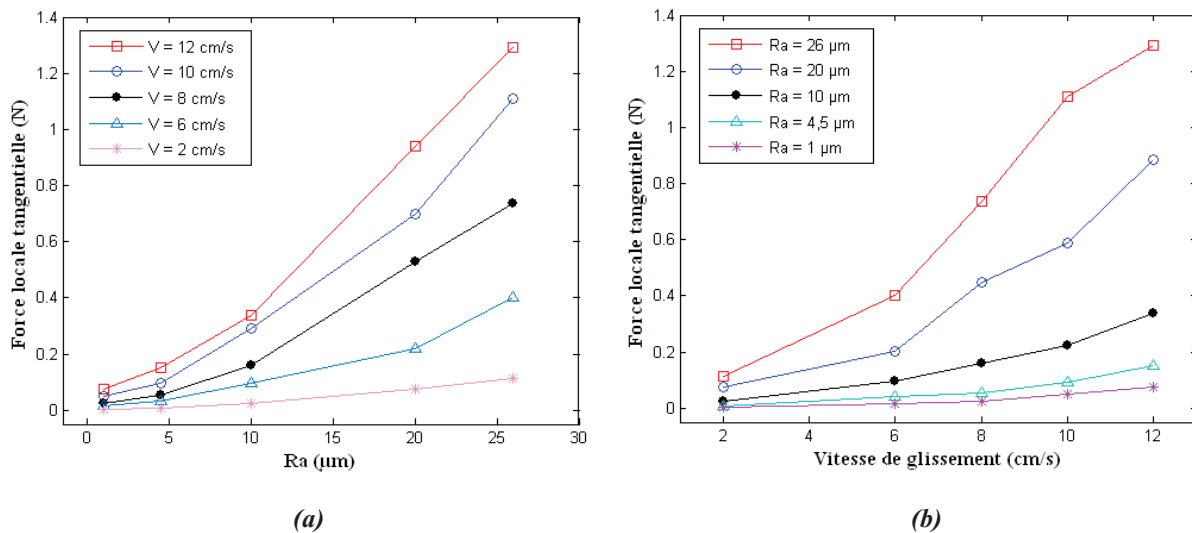


Figure III-13: Variation de la force locale tangentielle en fonction (a) de la rugosité de surface, (b) de la vitesse de glissement.

En effet, pour une distance de séparation donnée entre deux surfaces antagonistes, plus la rugosité de surface est élevée, plus la pénétration est importante [95] donc la force de contact s'opposant à cette pénétration sera plus élevée.

D'autre, part, plus la vitesse de glissement est élevée, plus la force d'inertie est grande ce qui entraîne une pénétration plus importante et par suite des efforts de contact plus élevés.



### III.4.1.2. Pression de contact et contrainte de cisaillement locales

Dans le cas d'un contact rugueux monodimensionnel, la pression locale de contact  $P$  est le rapport de la force normale, appliquée au niveau de chaque nœud de contact, divisée par la longueur réelle de contact.

La contrainte de cisaillement locale  $\tau$  est le produit de la pression locale de contact par le coefficient de frottement local, défini entre les deux surfaces en contact (Figure III-14).

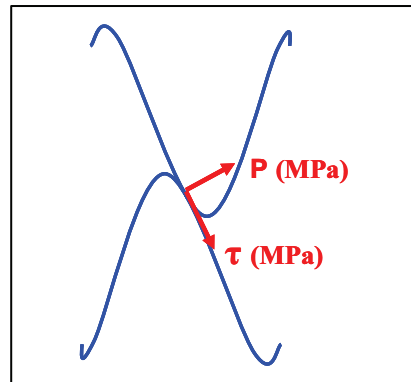


Figure III-14: Pression de contact  $P$  et contrainte de cisaillement  $\tau$  locales.

Nos résultats numériques montrent qu'indépendamment de la rugosité des surfaces frottées et de la vitesse de glissement utilisée, la pression de contact et la contrainte de cisaillement locales, comme les efforts locaux de contact, suivent la même loi de probabilité exponentielle donnée au niveau de l'équation (III-3).

Un exemple type de la Fonction de Densité de Probabilité, calculée en faisant varier la rugosité de surface et la vitesse de glissement, est donné sur la figure III-15. La PDF de la figure III-15 est obtenue pour une rugosité de surface  $Ra = 26 \mu\text{m}$  et une vitesse de glissement  $V = 2 \text{ cm/s}$ . Les valeurs moyennes de  $P$  et  $\tau$  sont respectivement 3,35 MPa, avec un écart type de 3,59 MPa et 0,67 MPa pour un écart type de 0,72 MPa.

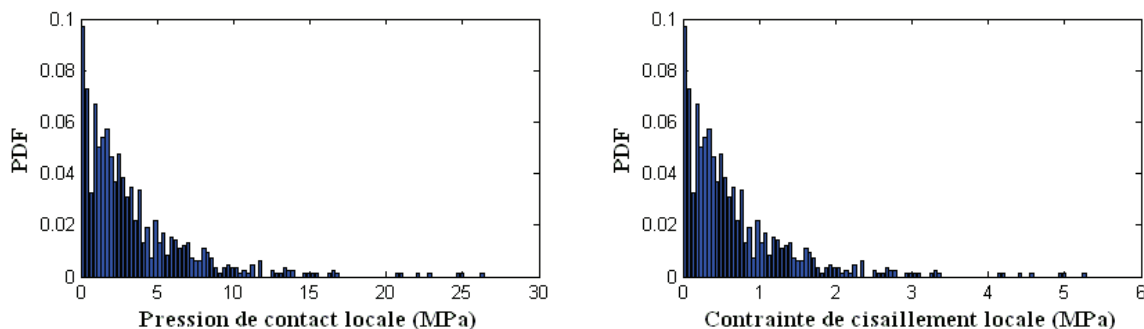


Figure III-15: Exemple type de la Fonction de Densité de Probabilité de la pression de contact et la contrainte de cisaillement locales.  $Ra = 26 \mu\text{m}$  et  $V = 2 \text{ cm/s}$ .

La variation de la pression de contact et de la contrainte de cisaillement en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement est respectivement tracée sur les figures III-16 et III-17.

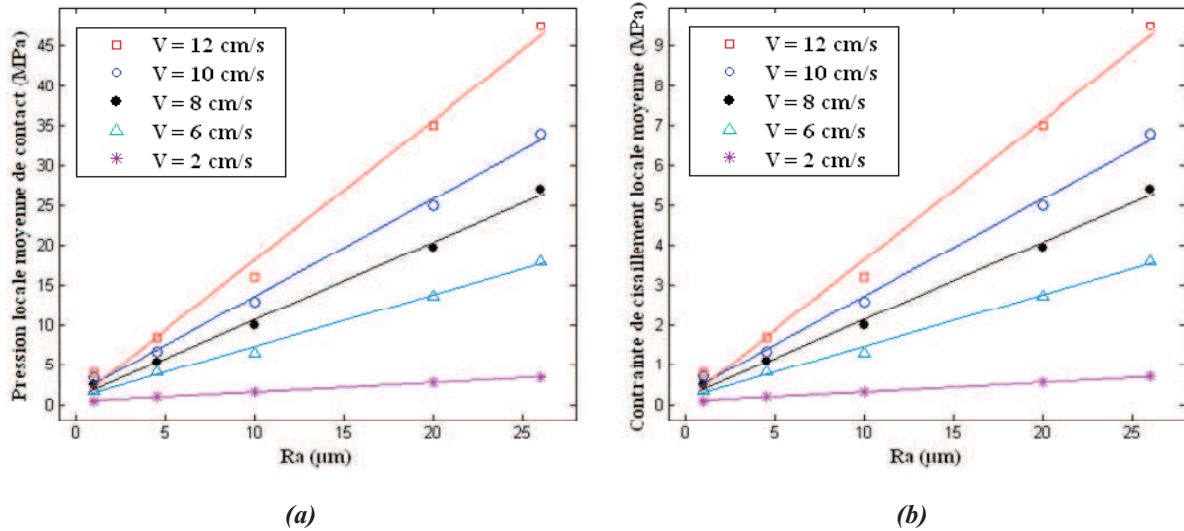


Figure III-16: Variation de la pression locale moyenne de contact (a) et de la contrainte de cisaillement locale moyenne (b) en fonction de la rugosité de surface pour différentes vitesses de glissement.

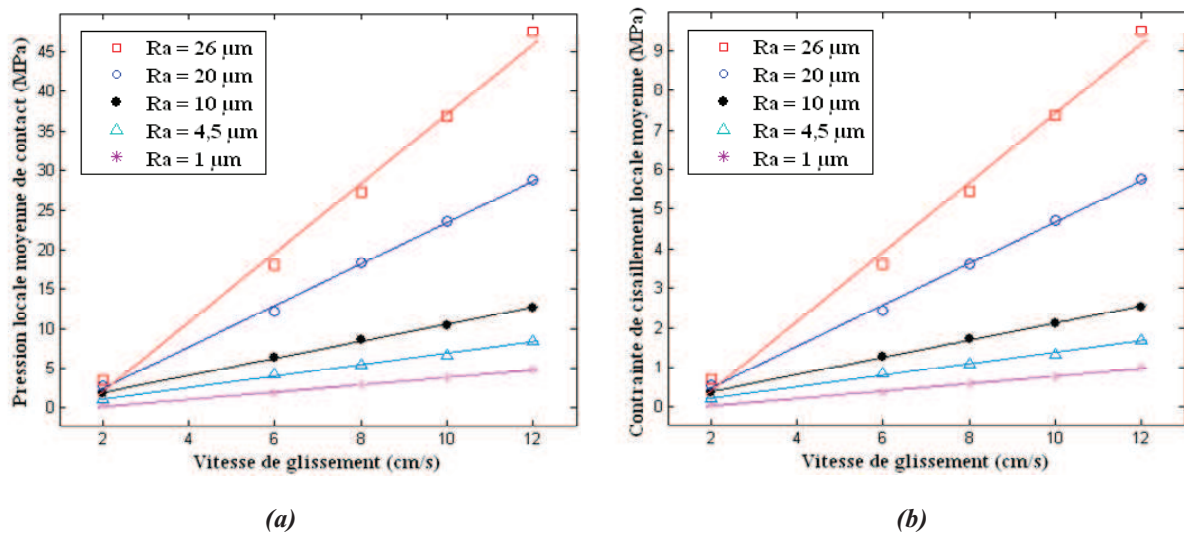


Figure III-17: Variation de la pression locale moyenne de contact (a) et de la contrainte de cisaillement locale moyenne (b) en fonction de la vitesse relative de glissement pour différentes rugosités de surface.

Nous remarquons à partir de ces deux figures que  $P$  et  $\tau$  sont directement proportionnelles à la rugosité de surface et à la vitesse de glissement.

En effet, plus la rugosité de surface est élevée, plus le rayon de courbure des aspérités des surfaces en contact est faible (Tableau II-8 et [96]) et leur déformation  $\delta$  est importante. Ainsi, chaque aspérité en contact devra supporter une plus grande force [97] et subira une plus

grande déformation avant que les aspérités adjacentes n'entrent en contact. Le nombre de spots de contact diminue (Figure III-18), la longueur réelle de contact se réduit et par conséquent la pression locale au niveau de chaque jonction de contact augmente.

Pour une rugosité de surface donnée, la force normale locale augmente et le nombre de points de contact diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement (Figures III-12 (b) et III-18), ce qui réduit la longueur réelle de contact et augmente la pression de contact et par suite la contrainte de cisaillement  $\tau$ .

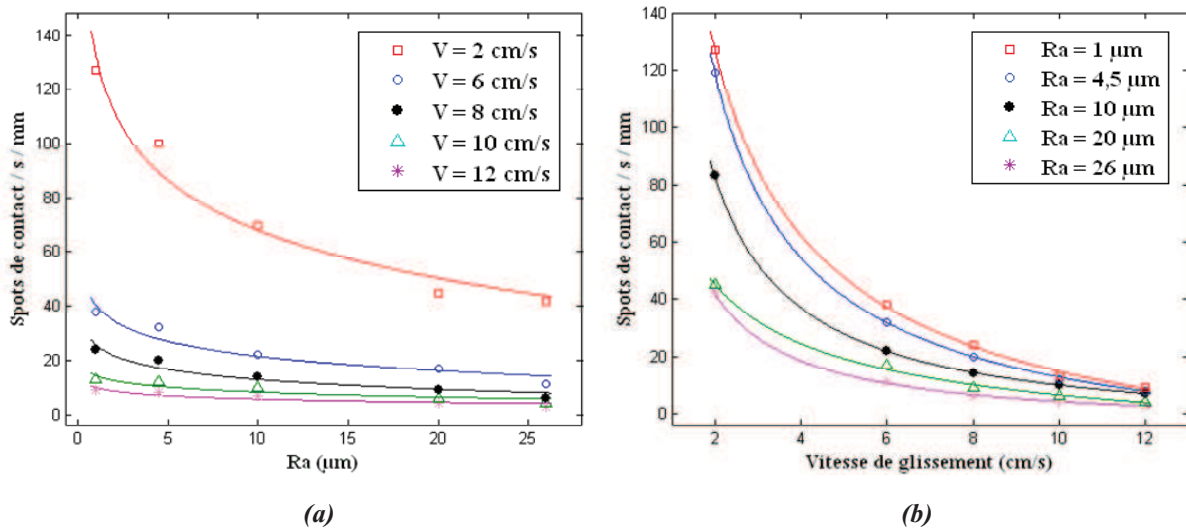


Figure III-18: Variation du nombre de spots de contact par mm par unité du temps en fonction (a) de la rugosité de surface, (b) de la vitesse relative de glissement.

#### III.4.1.3. Longueur réelle de contact

Dans une analyse dynamique 3D sous ABAQUS, l'aire réelle totale de contact (CAREA), à un instant donné, est la somme de toutes les facettes sur lesquelles les forces de contact sont non nulles. Pour un modèle 2D, la longueur réelle de contact est la somme de tous les segments du profil sur lesquels les forces de contact sont non nulles.

Compte tenu de la rugosité de surface, l'aire réelle de contact entre deux corps en contact glissant dépend essentiellement de la topographie des surfaces antagonistes, de la dynamique du contact et du comportement mécanique des aspérités en contact. L'aire réelle de contact est beaucoup plus petite que l'aire apparente de recouvrement. Le contact réel s'effectue au niveau des aspérités antagonistes et le rapport *surface réelle / surface apparente* de contact est souvent de l'ordre de  $10^{-4}$  [89, 98]. Sous l'effet des pressions réelles de contact, les aspérités de surface se déforment élastiquement jusqu'à ce que la zone réelle de contact soit suffisante

pour supporter la charge normale appliquée, sans que, en aucun point, la limite élastique du matériau soit dépassée.

Comme les pressions locales de contact sont aléatoires, les longueurs réelles de contact, pour un modèle 2D, sont également aléatoires et peuvent varier considérablement lors du frottement (Figure III-19). La figure III-19 présente un exemple de variation de la longueur réelle de contact en fonction du temps lors du frottement entre deux surfaces de rugosité  $Ra = 26 \mu\text{m}$  et une vitesse de glissement  $V = 10 \text{ cm/s}$ . Il est clair à partir de cette figure que la longueur réelle de contact est fonction de la topographie locale des surfaces en contact et varie par conséquent en fonction du temps lors du frottement. Elle est comprise entre 0,18 mm et 1,1 mm, pour  $Ra = 26 \mu\text{m}$  et  $V = 10 \text{ cm/s}$ .

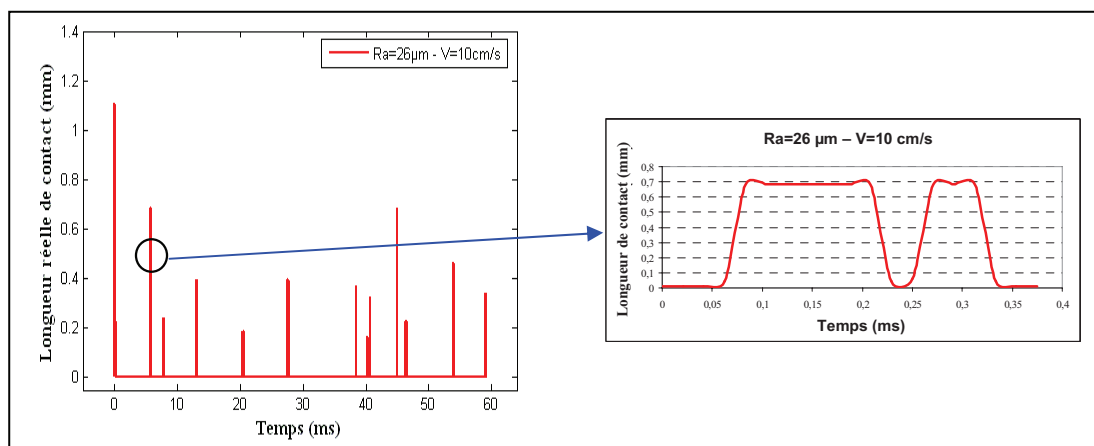


Figure III-19: Variation de la longueur réelle de contact en fonction du temps.  $Ra = 26 \mu\text{m}$ ,  $V = 10 \text{ cm/s}$ .

L'évolution de la longueur réelle moyenne de contact en fonction de la rugosité de surface, pour  $V = 10 \text{ cm/s}$ , est tracée sur la figure III-20. Nous remarquons que la longueur réelle de contact diminue avec l'augmentation de la rugosité de surface selon une loi exponentielle. Cette diminution est due principalement au fait que le nombre de spots de contact (Figure III-18) ainsi que leurs rayons de courbure (Tableau II-8 et [96]) diminuent quand la rugosité de surface augmente.

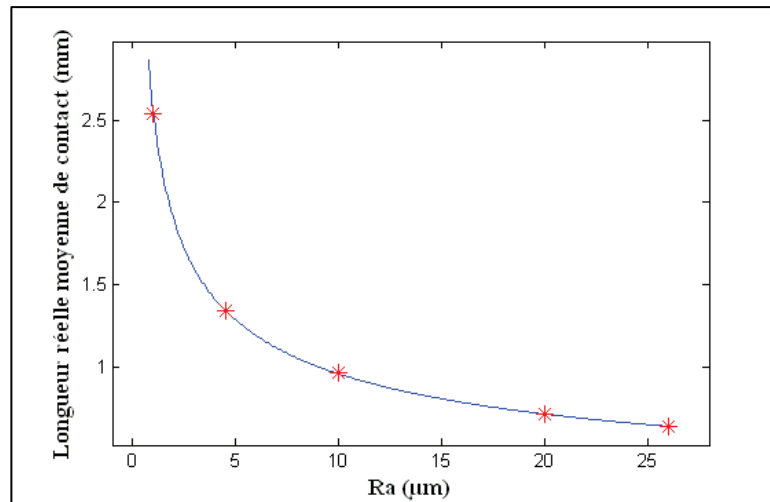


Figure III-20: Variation de la longueur réelle de contact en fonction de la rugosité de surface pour une vitesse de glissement  $V = 10$  cm/s.

#### III.4.2. Paramètres physiques locaux à l'origine du bruit de rugosité

Lors d'un contact sous faible chargement, le glissement relatif entre surfaces rugueuses provoque des multiples impacts au niveau des aspérités antagonistes. Le nombre et la percussion de ces chocs sont fonction de la rugosité des surfaces frottées, de la vitesse relative de glissement et de la force normale locale appliquée au niveau des spots de contact. Le frottement sec engendré se manifeste par une dissipation d'énergie mécanique sous forme thermique. Mais dans le même temps, un état de vibration est engendré dans les deux solides en contact. Une partie de cette énergie vibratoire est dissipée sous forme de bruit de rugosité.

##### III.4.2.1. Définition d'un choc mécanique

Le choc mécanique est une excitation vibratoire dont la durée est de l'ordre de grandeur ou inférieure à environ deux fois la période propre du système mécanique sollicité [99].

Il y a choc mécanique lorsqu'une force, une position, une vitesse ou une accélération est brusquement modifiée créant ainsi un régime transitoire dans le système considéré (Figure III-21).

Une telle modification est considérée brusque, si elle se produit en un temps qui est court par rapport à la période propre concernée [définition AFNOR].

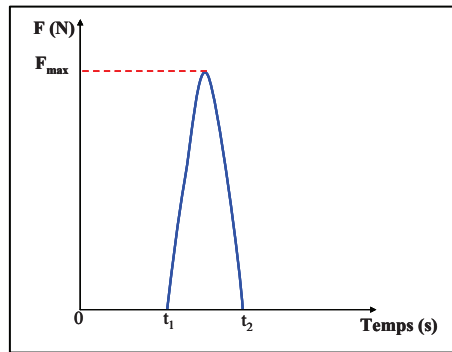
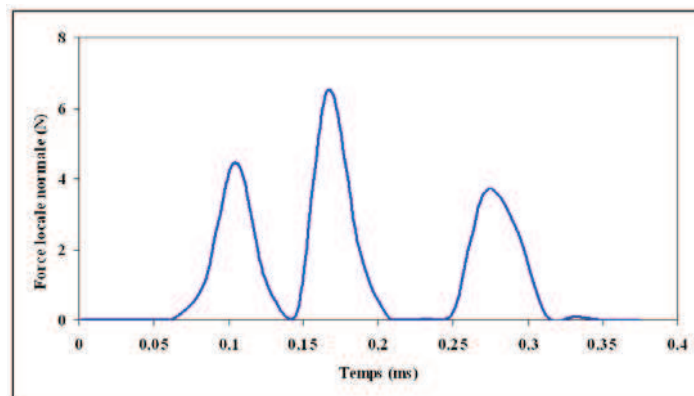


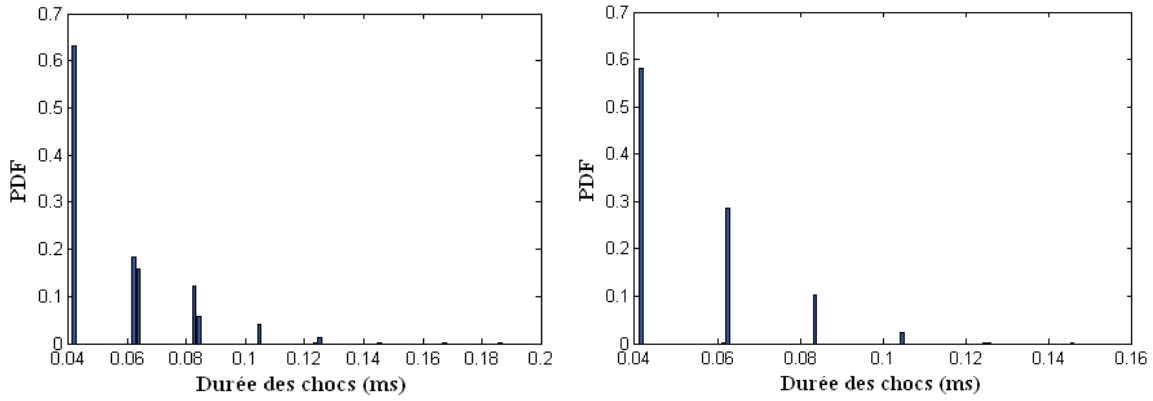
Figure III-21: Définition d'un choc.

### III.4.2.2. Impacts dus au frottement entre aspérités de surfaces antagonistes: chocs mécaniques

Un exemple type de la variation en fonction du temps de la force locale normale, appliquée au niveau des aspérités des surfaces frottées est donné sur la figure III-22. Nous remarquons que chaque fois le contact entre aspérités est réalisé, la force subit une brusque variation. Sur les figures III-23-27, sont tracées les *PDF* des impacts entre aspérités antagonistes générés lors du frottement entre surfaces rugueuses en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement.

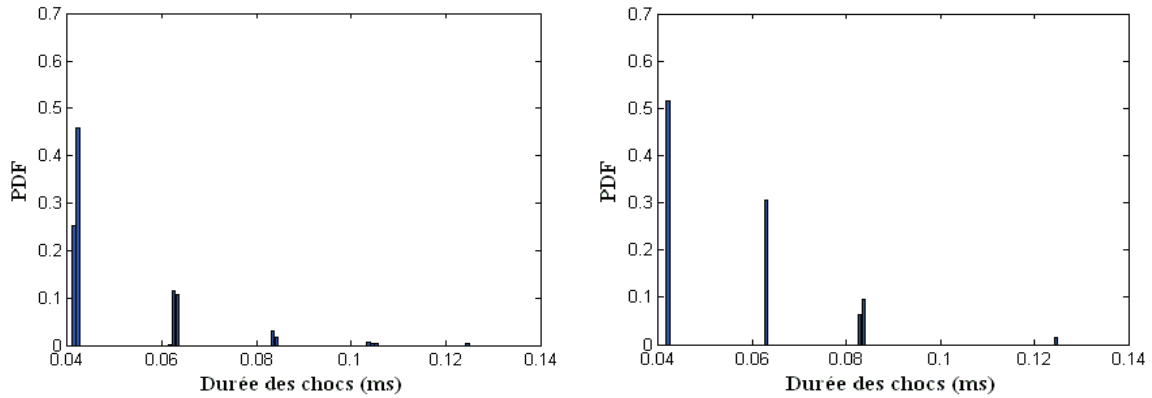
Il est clair à partir de ces figures, que la durée d'impact est indépendante de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement. Cela peut être expliquée par le fait qu'on se basant sur la formule (II-19) donnée par la théorie de Hertz, quand la rugosité  $Ra$  varie de 2600 % (le rayon d'aspérités de surface  $\beta$  varie de 500 %), la durée varie uniquement de 30 %. D'autre part, quand la vitesse de glissement varie de 600 % (de 2 cm/s à 12 cm/s), la durée varie seulement de 30 %. La valeur moyenne de la durée d'impacts  $\tau_c$  est égale à  $5,5 \cdot 10^{-5}$  s. Cette durée est inférieure à la période propre de tous les modes vibratoires des pièces étudiées dans la bande fréquentielle [0, 20 kHz]. Ce qui nous permet naturellement à considérer que les impacts entre aspérités antagonistes sont bien des chocs mécaniques.

Figure III-22: Durée de chocs estimée numériquement.  $Ra = 26 \mu\text{m}$  et  $V = 10 \text{ cm/s}$ .



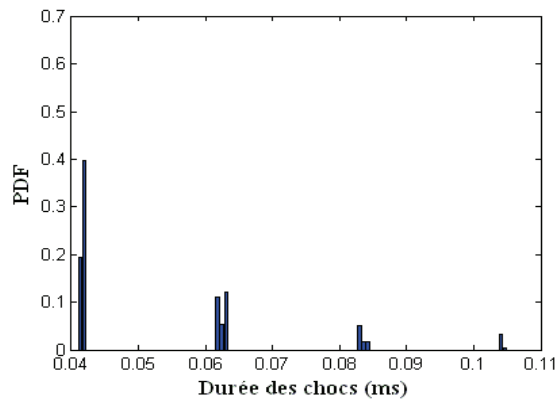
(a)

(b)



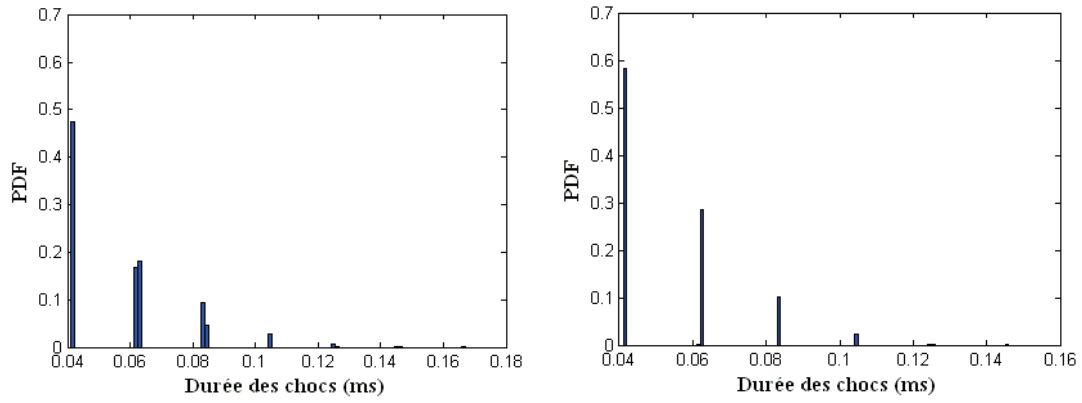
(c)

(d)



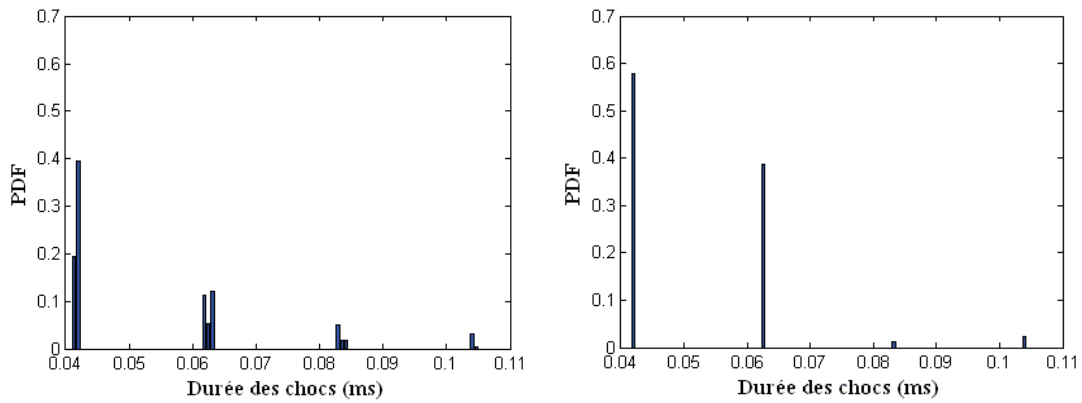
(e)

Figure III-23: PDF de la durée des chocs.  $Ra = 1 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .



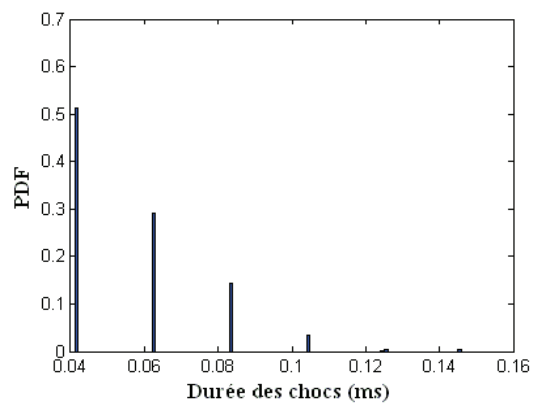
(a)

(b)



(c)

(d)



(e)

Figure III-24: PDF de la durée des chocs.  $Ra = 4,5 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .



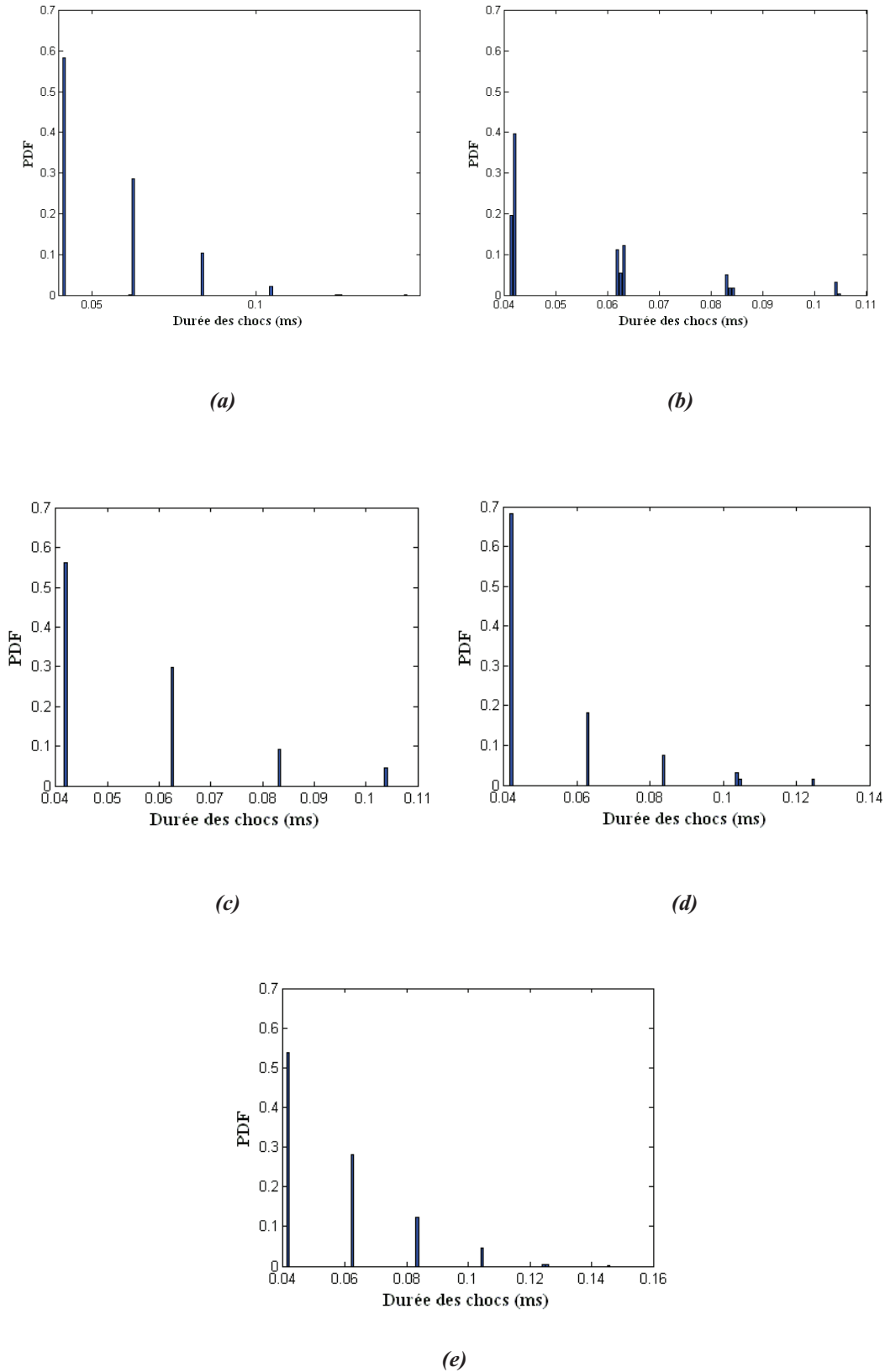


Figure III-25: PDF de la durée des chocs.  $Ra = 10 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .

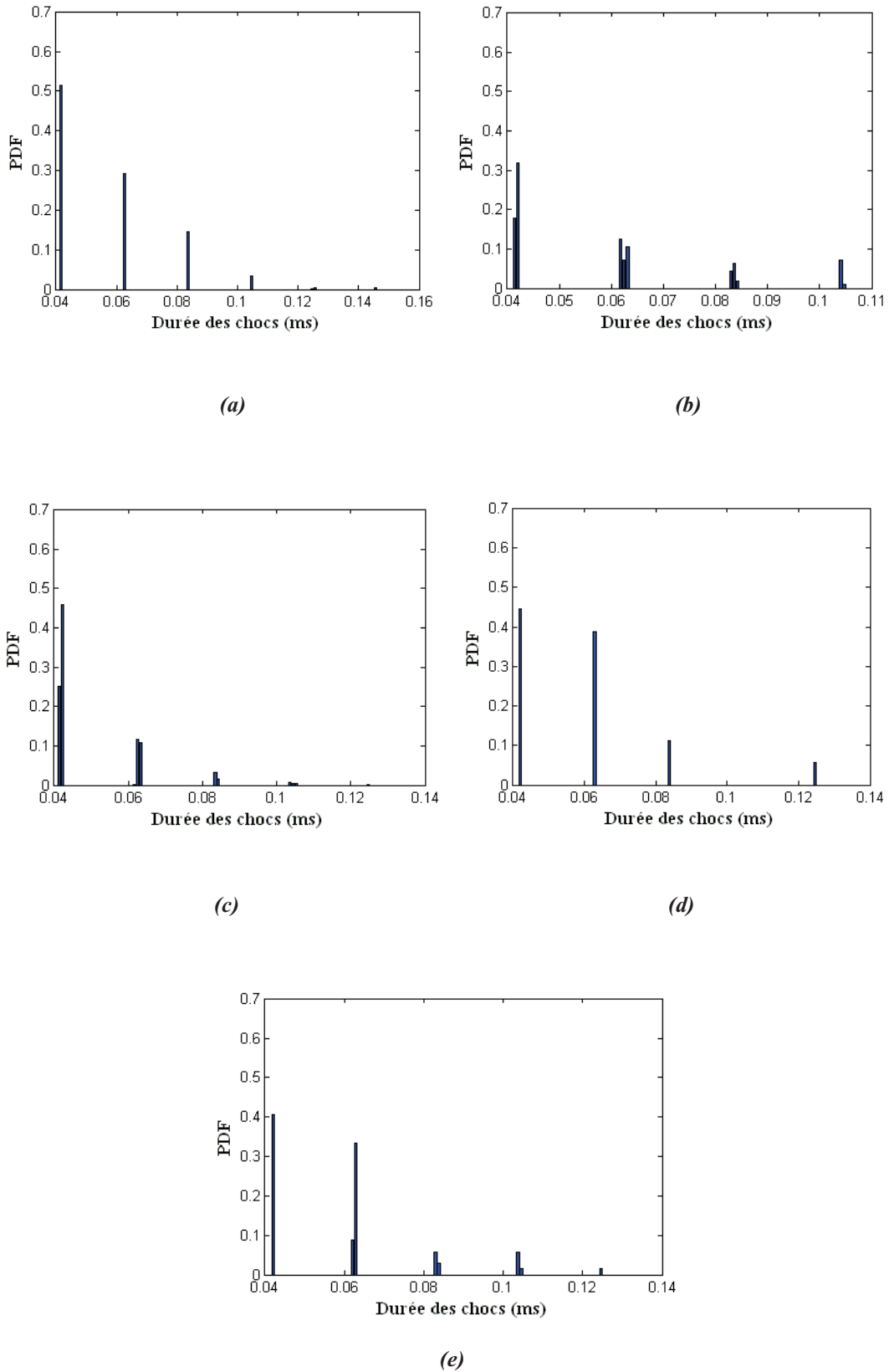


Figure III-26: PDF de la durée des chocs.  $R_a = 20 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2$  cm/s, (b)  $V = 6$  cm/s, (c)  $V = 8$  cm/s, (d)  $V = 10$  cm/s, (e)  $V = 12$  cm/s.

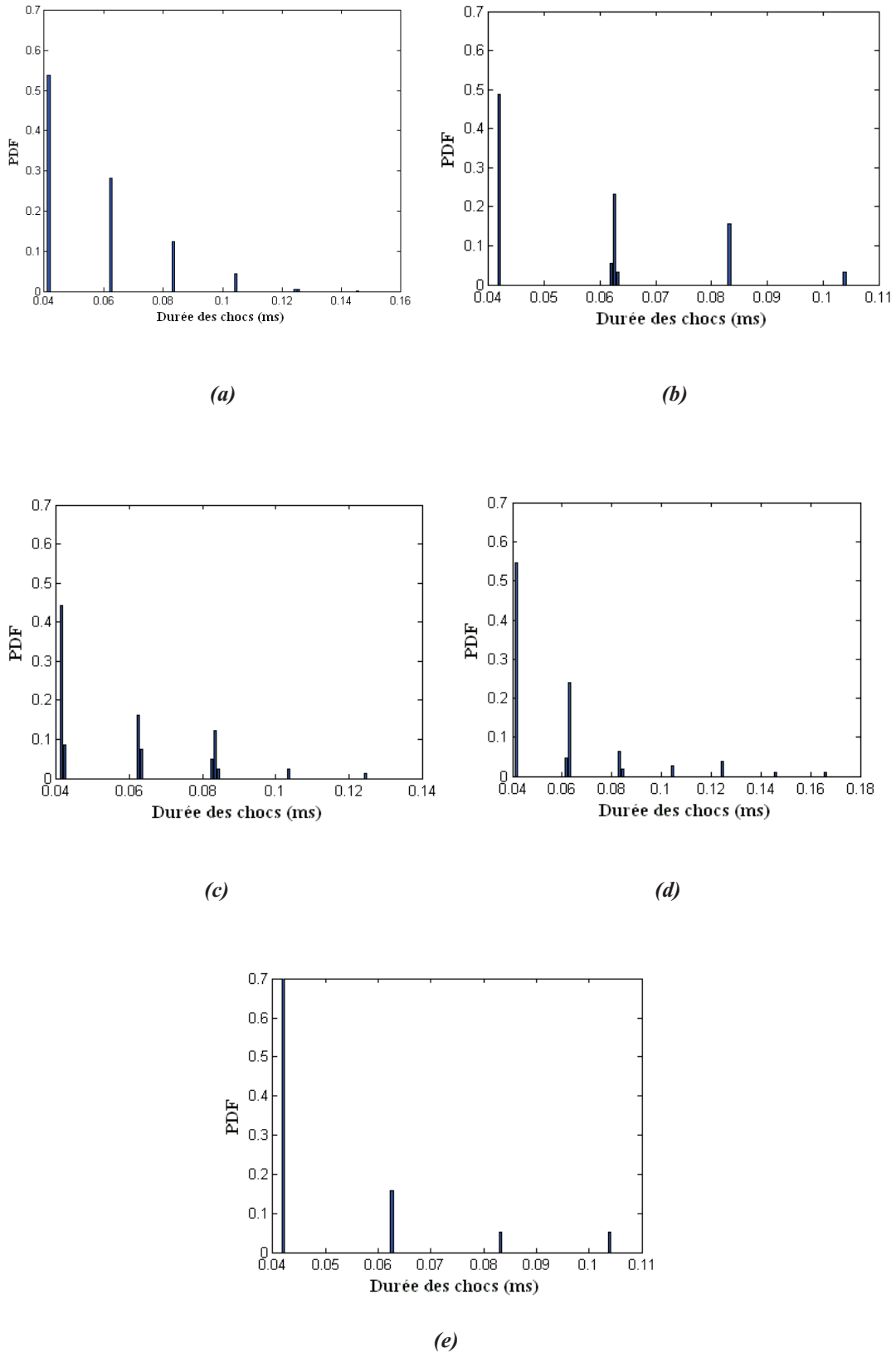


Figure III-27: PDF de la durée des chocs.  $R_a = 26 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .

### III.4.2.3. Fréquence de chocs

La fréquence des chocs est le nombre d'impacts par unité du temps, entre aspérités antagonistes lors du frottement entre deux surfaces rugueuses. Si la charge normale appliquée est maintenue constante, la fréquence des chocs dépend principalement de la rugosité des surfaces en contact et de la vitesse relative de glissement (Figure III-28).

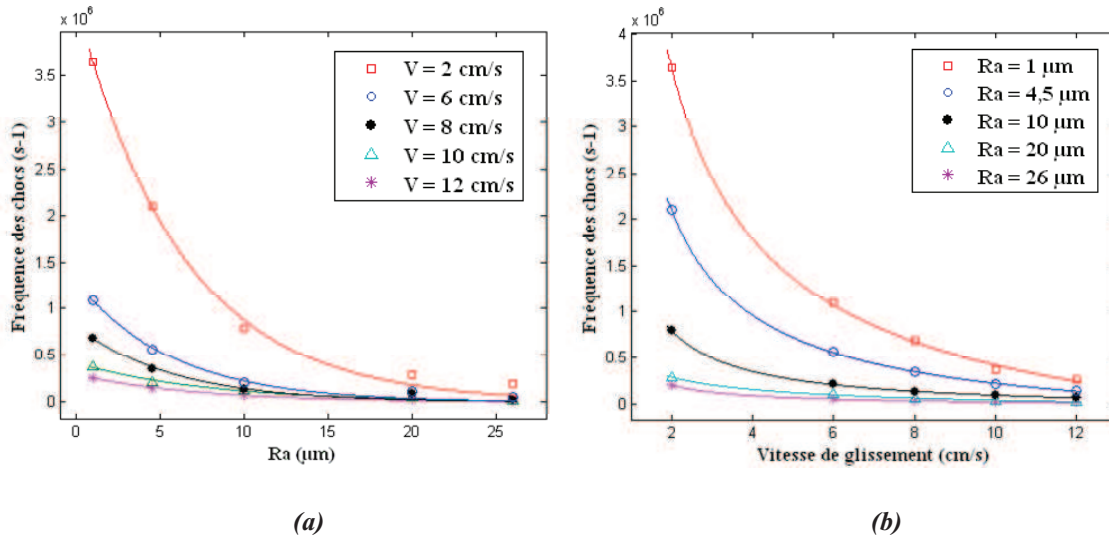


Figure III-28: Variation de la fréquence de chocs pour l'ensemble du profil en fonction (a) de la rugosité de surface, (b) de la vitesse de glissement.

À partir de la figure III-28, nous remarquons que la fréquence des chocs diminue quand la rugosité de surface ou la vitesse de glissement augmentent. Ceci peut être expliqué par le fait que plus la rugosité de surface est élevée, plus la hauteur des aspérités est importante mais leur nombre est plus faible, la distance entre les pics des aspérités ( $RSm$ ) est plus grande (Tableau II-8) et le temps entre les chocs est plus élevé (Figure III-29 (a)).

La diminution de la fréquence des chocs en fonction de la vitesse de glissement est due au fait qu'à des petites vitesses, les aspérités de la surface mobile ont plus de chance à parcourir tout le relief de la surface antagoniste ce qui entraîne de nombreux chocs successifs très rapprochés. Alors qu'aux vitesses de glissement élevées, la surface mobile survole la surface statique, ce qui augmente le temps entre chocs (Figure III-29 (b)) et par conséquent le nombre de chocs par unité de temps diminue.

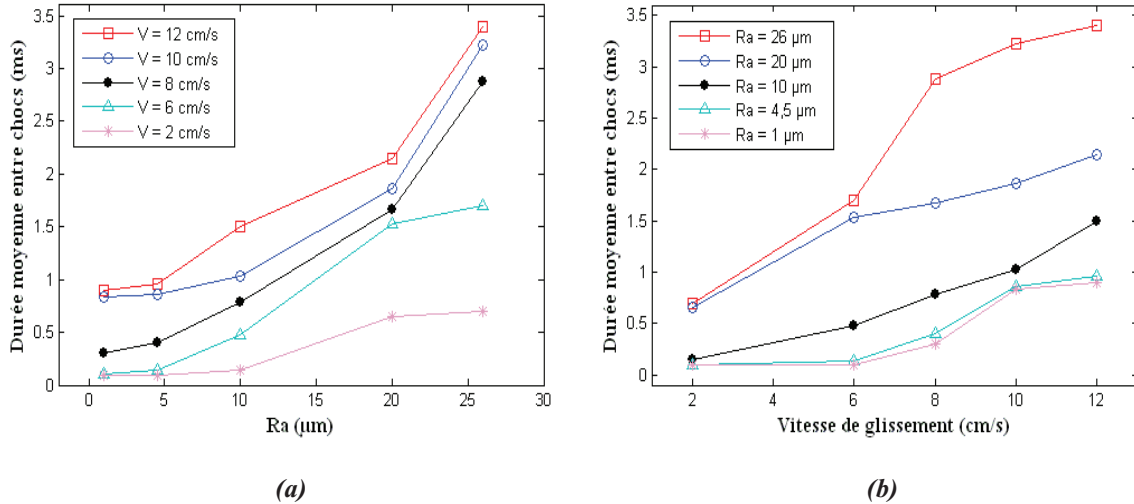


Figure III-29: Durée moyenne entre chocs en fonction (a) de la rugosité de surface, (b) de la vitesse de glissement.

Par ailleurs, nous pouvons déduire qu'il existe une vitesse de glissement critique au dessous de laquelle les deux surfaces sont en contact permanent (aucune perte de contact). Dans ce régime, la fréquence de choc est directement proportionnelle à la vitesse de glissement  $V$  pour une rugosité de surface donnée,

$$n_c (V < V_c) = N_c \frac{V}{D_0} \quad (\text{III-4})$$

où  $N_c$  est le nombre de spots de contact et  $D_0$  ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) est la longueur de corrélation de Rabinowicz. C'est la plus petite distance de glissement nécessaire pour le renouvellement complet de la population des spots de contacts [100].

Nous distinguons ainsi deux régimes d'évolution de la fréquence de chocs en fonction de la vitesse de glissement (Figure III-30): régime linéaire ( $V < V_c$ ) et régime en décroissance exponentielle pour  $V > V_c$ .

Dans le régime en décroissance exponentielle, la variation de la fréquence des chocs en fonction de  $(1/Ra)$  et  $(1/V)$  est tracée sur la figure III-31 (a) et III-31 (b). Il est clair à partir de cette figure que la fréquence des chocs est directement proportionnelle à l'inverse de la vitesse relative de glissement. Cependant sa variation en fonction de l'inverse de la rugosité de surface est non linéaire. Ce qui explique que les impacts inter-aspérités sont un phénomène complexe propre à chaque état de surface.

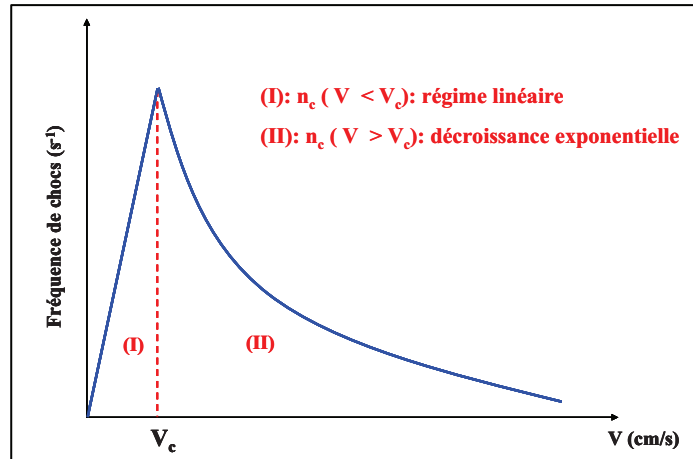


Figure III-30: Estimation de l'évolution de la fréquence de chocs en fonction de la vitesse de glissement. Le régime (I) est estimé analytiquement et le régime (II) est déterminé par simulation numérique.

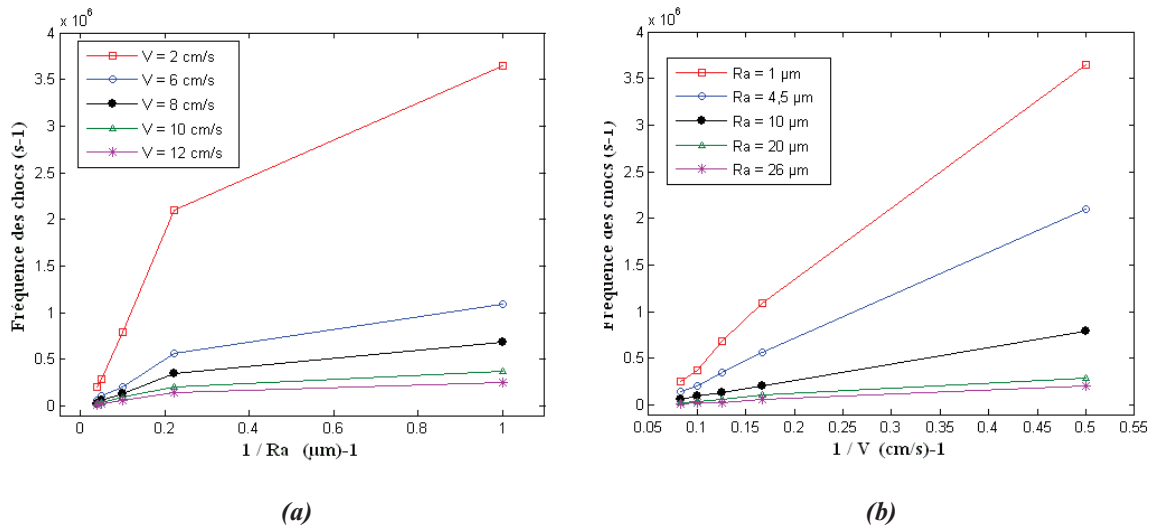


Figure III-31: Variation de la fréquence des chocs en fonction (a) de  $(1/Ra)$ , (b) de  $(1/V)$ .

#### III.4.2.4. Percussion de chocs

On appelle percussion de choc l'intégrale de la force locale agissant sur les aspérités des surfaces frottées pendant l'intervalle de temps  $t_2 - t_1$ .

$$I = \int_{t_1}^{t_2} F(t) dt \quad (III-5)$$

La dimension de la percussion est  $MLT^{-2} T = MLT^{-1}$ : dimension d'une quantité de mouvement [99] ; c'est le produit d'une force par un temps.

Compte tenu de la forme des chocs générés entre aspérités antagonistes (Figure III-22), nous pouvons approximer ces chocs par un signal en demi-sinus. Cette approximation nous permet d'écrire:

$$I = \int_0^{\tau_c} F_{max} \sin(\Omega t) dt \quad (III-6)$$

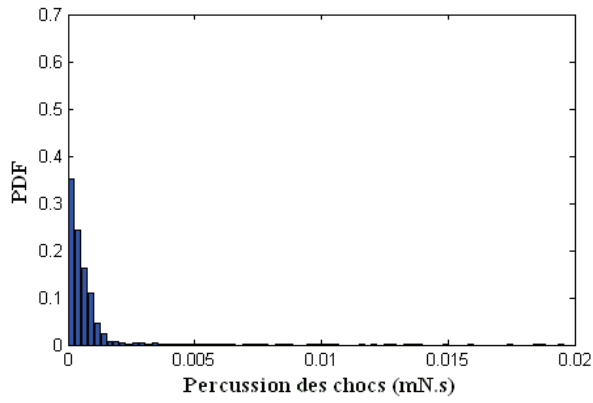
où  $F_{max}$  est l'amplitude du choc et  $\tau_c$  sa durée. La pulsation est égale à  $\Omega = \pi/\tau_c$ .

La percussion des chocs est donc:

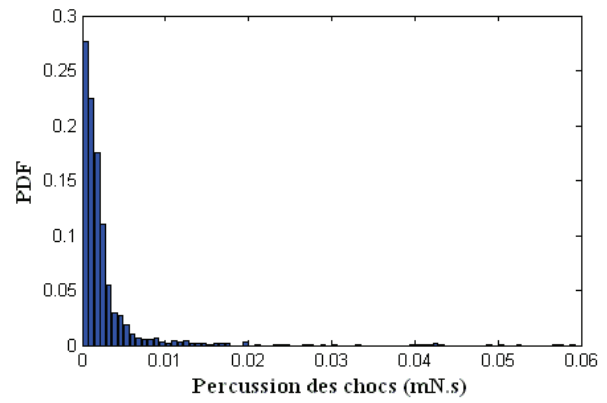
$$I = \frac{2F_{max} \tau_c}{\pi} \quad (III-7)$$

A partir de cette expression, nous remarquons que la percussion des chocs dépend uniquement de la force maximale  $F_{max}$  appliquée au niveau des spots de contact, puisque la durée de choc  $\tau_c$  est une constante égale à  $5,5 \cdot 10^{-5}$  s. Comme la distribution des aspérités de surface est aléatoire, la force  $F$  est aussi aléatoire et par conséquent la percussion des chocs entre aspérités antagonistes est également aléatoire. Les PDF de la percussion des chocs sont tracées en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement sur les figures III-32-36. Il est clair à partir de cette figure que la PDF de la percussion suit une loi exponentielle conformément à l'équation (III-3).

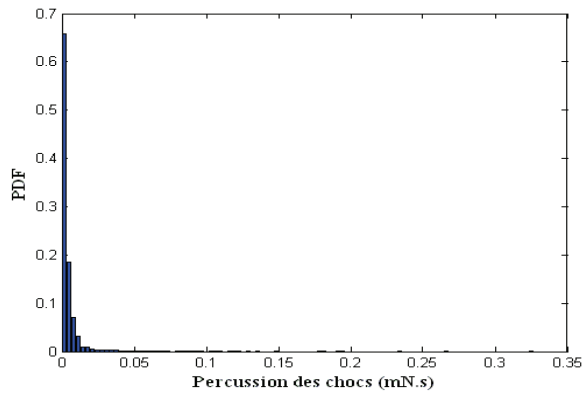
La figure III-37 présente l'évolution de la valeur moyenne de la percussion par choc en fonction de la rugosité de surface  $Ra$  et de la vitesse relative de glissement  $V$ . Nous remarquons que la percussion est directement proportionnelle à  $Ra$  et  $V$ . Ce résultat est expliqué par le fait que la force locale de contact est une fonction croissante de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement (Figure III-12).



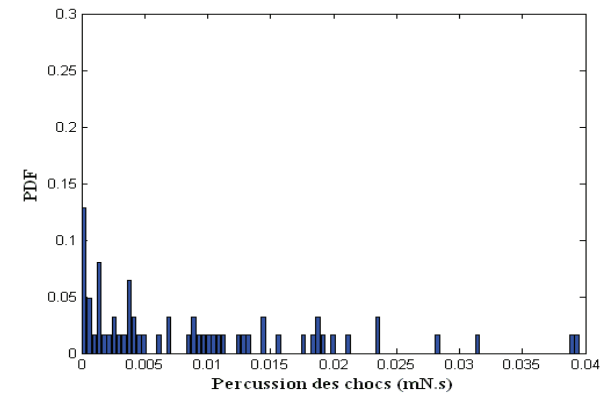
(a)



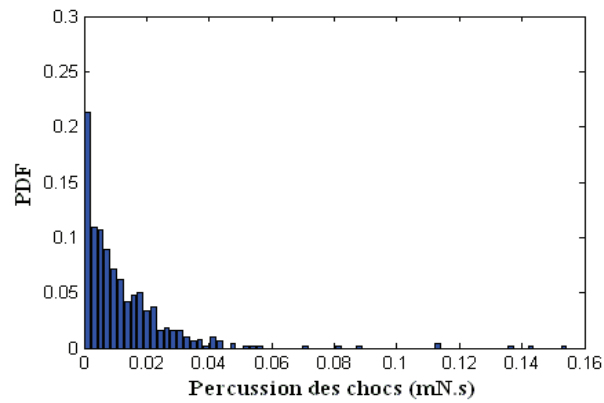
(b)



(c)



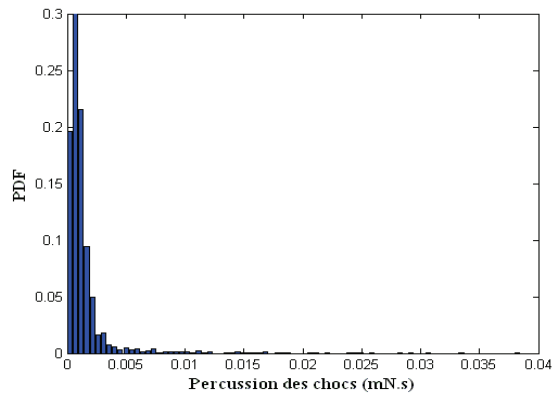
(d)



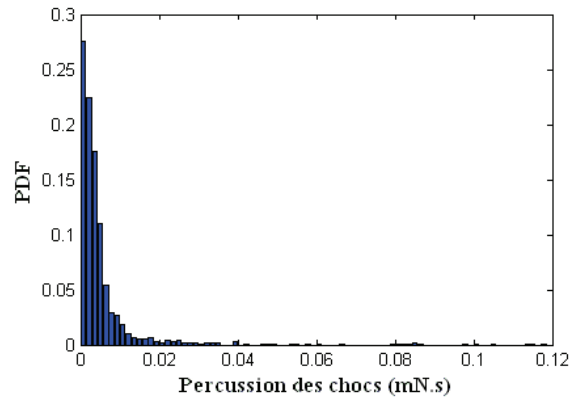
(e)

Figure III-32: PDF de la percussion des chocs.  $R_a = 1 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .

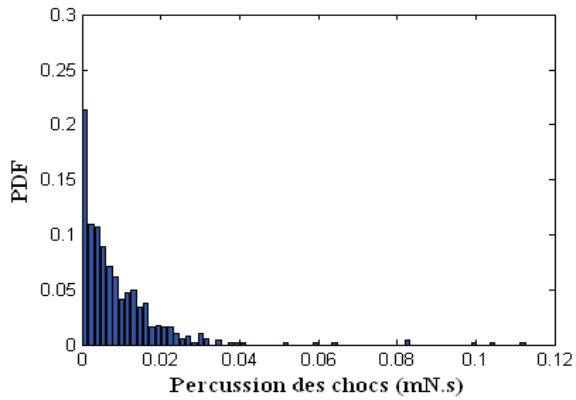




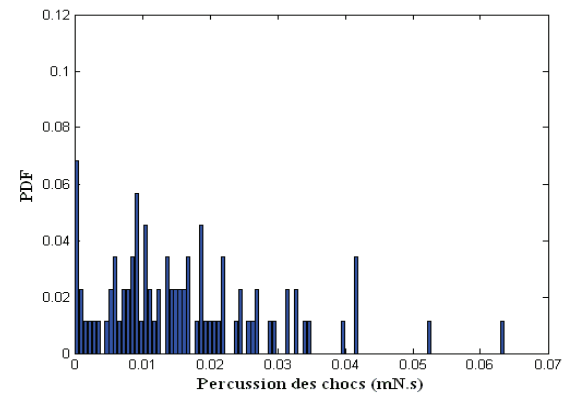
(a)



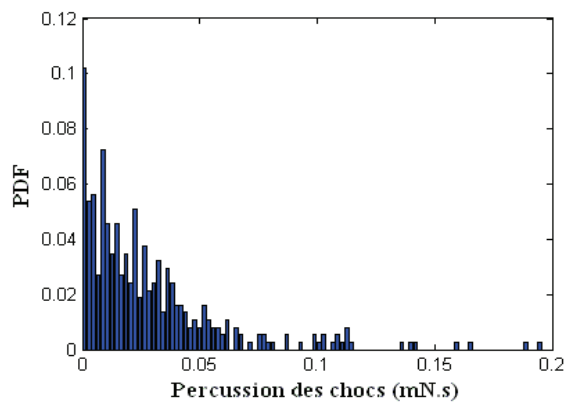
(b)



(c)

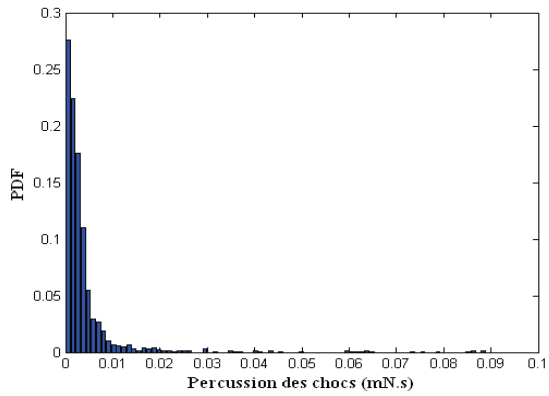


(d)

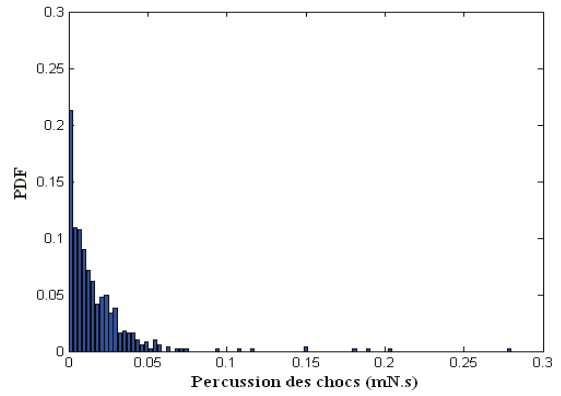


(e)

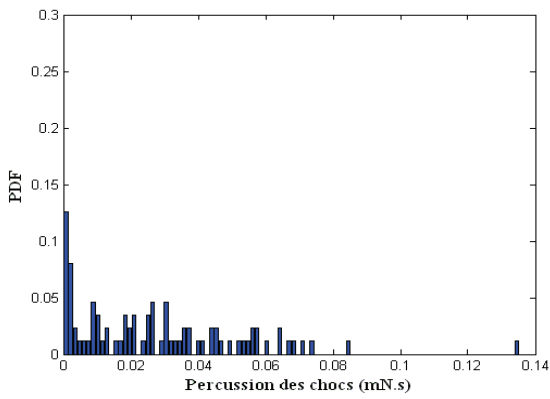
Figure III-33: PDF de la percussion des chocs.  $R_a = 4,5 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .



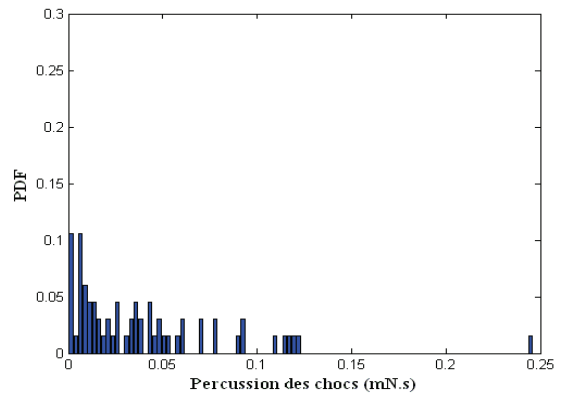
(a)



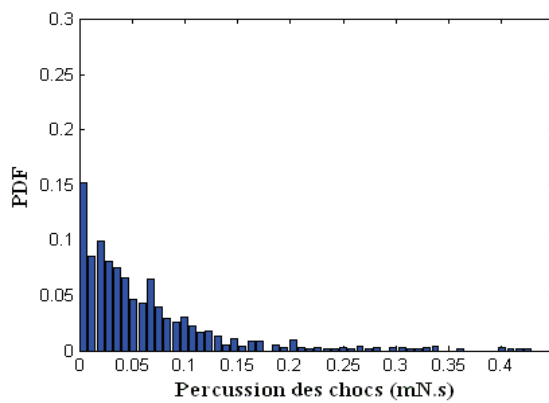
(b)



(c)

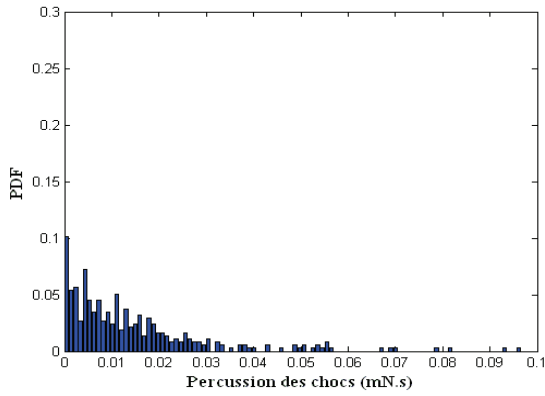


(d)

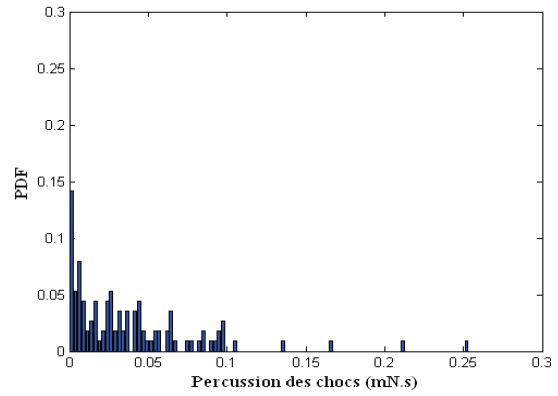


(e)

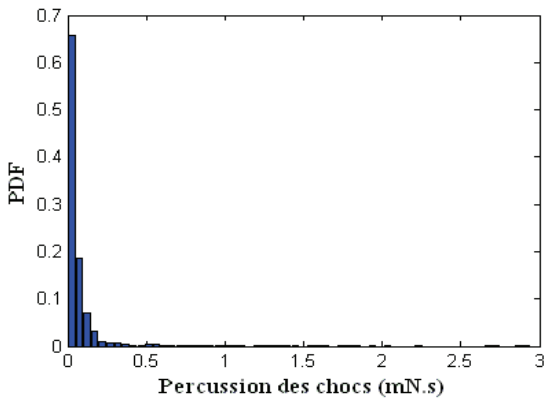
Figure III-34: PDF de la percussion des chocs.  $R_a = 10 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .



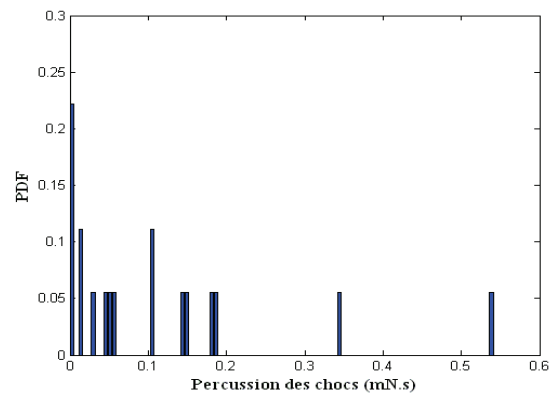
(a)



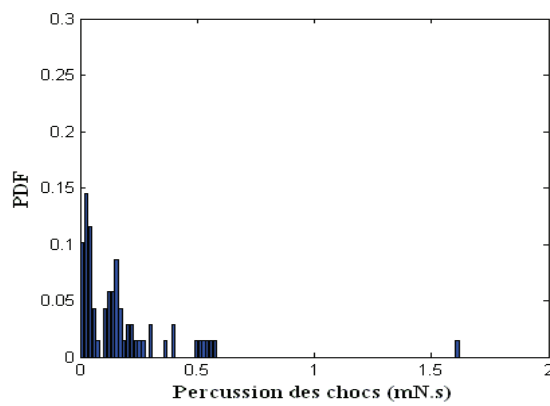
(b)



(c)



(d)



(e)

Figure III-35: PDF de la percussion des chocs.  $R_a = 20 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .

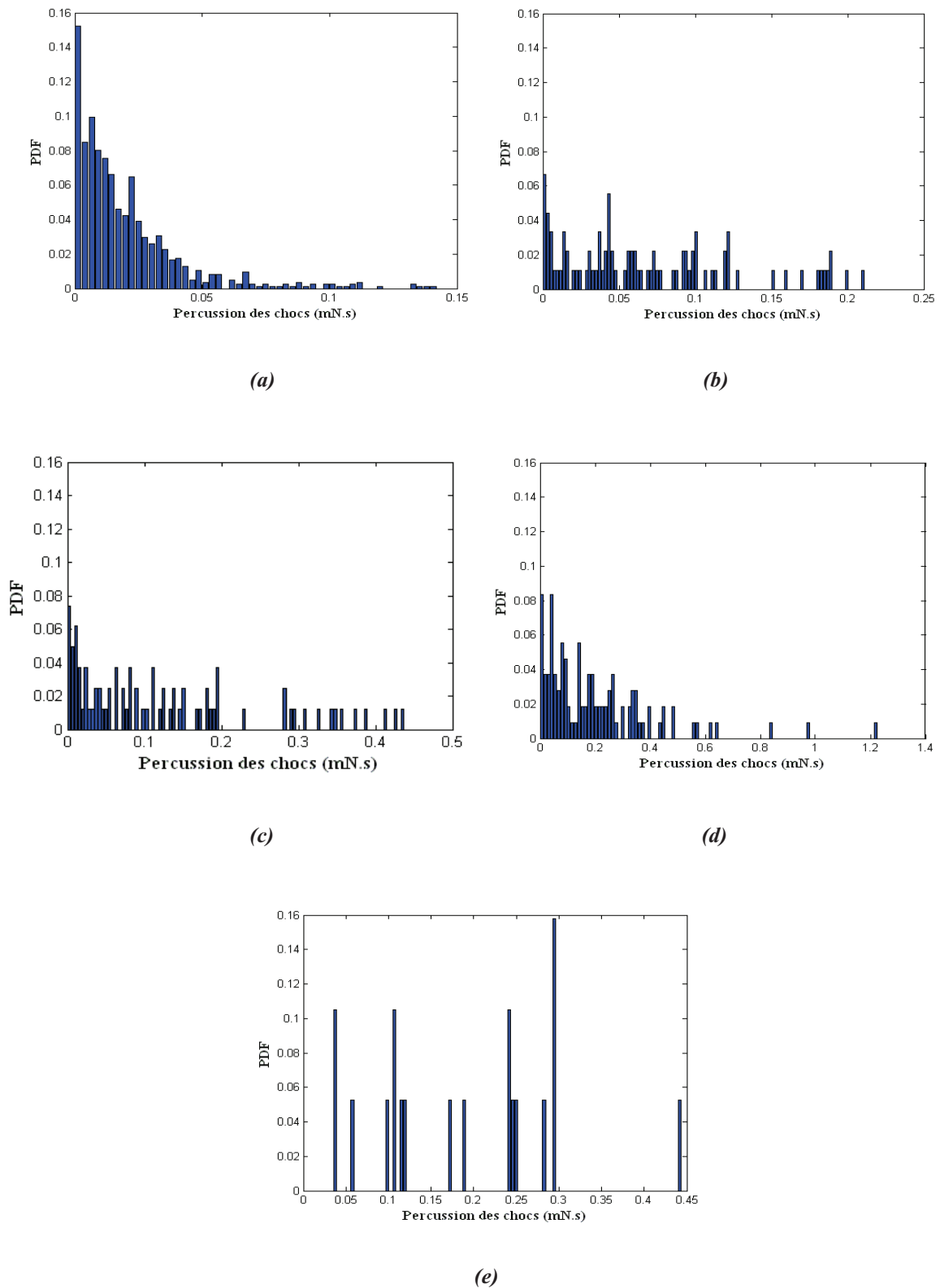


Figure III-36: PDF de la percussion des chocs.  $R_a = 26 \mu\text{m}$ . (a)  $V = 2 \text{ cm/s}$ , (b)  $V = 6 \text{ cm/s}$ , (c)  $V = 8 \text{ cm/s}$ , (d)  $V = 10 \text{ cm/s}$ , (e)  $V = 12 \text{ cm/s}$ .

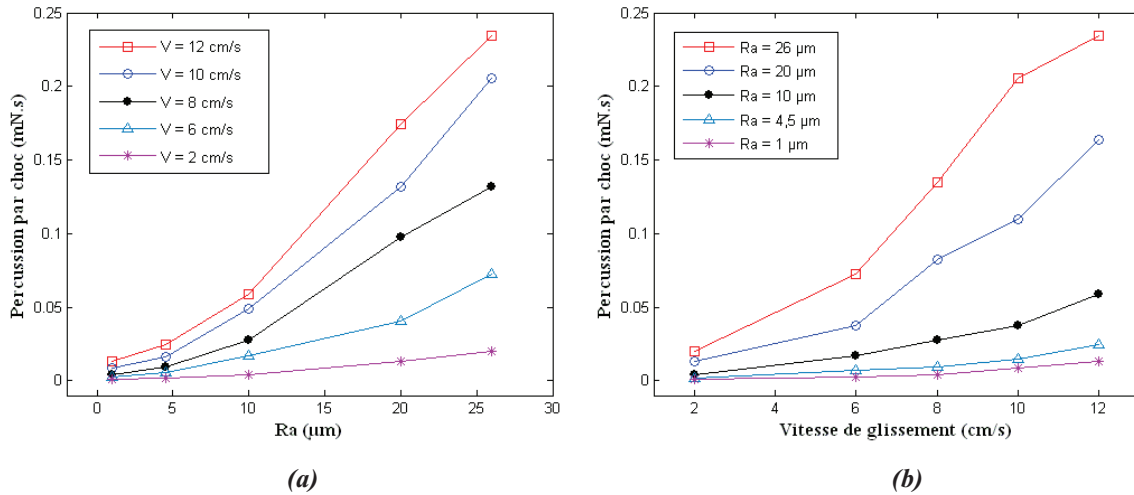


Figure III-37: Percussion par choc en fonction (a) de la rugosité de surface, (b) de la vitesse relative de glissement.

### III.4.2.5. Puissance dissipée

Lors du glissement d'un solide par rapport à un autre, une énergie cinétique de la forme :

$$E_c = \frac{1}{2} m V^2 \quad \text{(III-8)}$$

est formée, où  $m$  est la masse du solide glissant et  $V$  est sa vitesse relative de glissement.

Si le contact entre les deux solides est rugueux et le chargement normal appliqué est faible, cette énergie cinétique sera injectée au niveau des chocs générés à l'interface déformant ainsi élastiquement les aspérités en contact [101]. Une fois le choc terminé, l'aspérité déformée regagne sa position d'équilibre en libérant l'énergie emmagasinée au cours du choc [101]. Ce comportement oscillatoire des aspérités génère un état de vibration dans les solides en contact. Une partie de cette énergie vibratoire est dissipée sous forme du bruit de rugosité.

L'énergie vibratoire transférée par choc, exprimée en joule (J) est donnée par l'équation suivante:

$$E_v = \int_0^{\epsilon_c} F_n \dot{u} dt \quad \text{(III-9)}$$

où  $\dot{u}$  est la vitesse vibratoire générée suite au choc entre aspérités antagonistes.

La puissance totale transférée par l'ensemble des chocs, exprimée en W, est l'énergie vibratoire transférée par choc multipliée par la fréquence des chocs  $n_c$  (choc/s).

$$P_v = E_v n_c \quad \text{(III-10)}$$

Cette puissance vibratoire est fonction de la topographie des surfaces frottées et de la dynamique du contact considéré comme l'illustre la figure III-38.

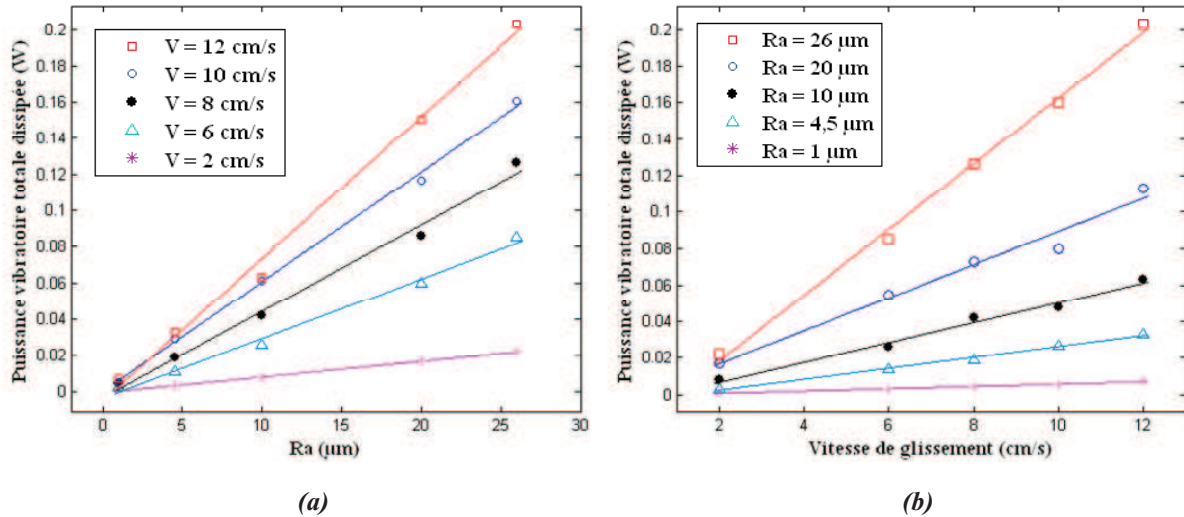


Figure III-38: Variation de la puissance vibratoire en fonction (a) de la rugosité de surface, (b) de la vitesse de glissement.

Sur cette figure est représentée la variation de la puissance vibratoire en fonction de la rugosité de surface (Figure III-38 (a)) et de la vitesse relative de glissement (Figure III-38 (b)). Il est clair que la puissance vibratoire est une fonction linéaire de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement.

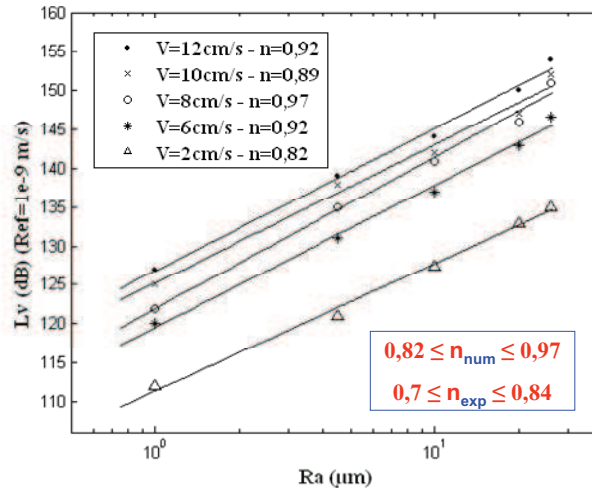
$$P_v \propto Ra.V \quad (\text{III-11})$$

En effet, plus la rugosité de surface est élevée (aspérités plus hautes avec un angle au sommet plus faible), plus la déformation des aspérités en contact est importante provoquant ainsi une énergie vibratoire plus grande.

L'augmentation de la puissance vibratoire en fonction de la vitesse de glissement est expliquée par le fait que plus la vitesse  $V$  est élevée, plus la percussion des chocs est importante (Figure III-37 (b)), ce qui induit une déformation élastique des aspérités en contact plus grande et par suite une énergie vibratoire plus élevée.

#### III.4.3. Effet de la rugosité de surface sur le niveau du bruit de rugosité rayonné

La figure III-39 présente l'évolution du niveau vibratoire  $L_v$  (dB), calculé au niveau des nœuds de la face inférieure du solide  $S_l$  en fonction de la rugosité de surface pour différentes vitesses relatives de glissement  $V$ . Indépendamment de la vitesse  $V$ , cette évolution est linéaire et croissante dans une échelle bi-logarithmique. Nous retrouvons ainsi la loi expérimentale donnée par la relation (I-51). La pente  $n$  trouvée numériquement est comprise entre 0,82 et 0,97 ( $0,82 \leq n_{num} \leq 0,97$ ).



*Figure III-39: Variation du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de la rugosité de surface pour différentes vitesses relatives de glissement.*

Ces résultats montrent que sous faible chargement, le niveau du bruit rayonné lors du frottement entre surfaces rugueuses est directement proportionnel à la rugosité des surfaces frottées. Cette proportionnalité est expliquée par le fait que le bruit rayonné est le résultat des vibrations induites par l'ensemble des chocs se produisant à l'interface entre les aspérités antagonistes. Ainsi, plus la rugosité de surface est élevée, plus les efforts locaux de contact sont importants (Figure III-12) et la percussion totale des chocs est grande (Figure III-37). Ceci provoque une déformation élastique des aspérités en contact plus importante et une puissance vibratoire transférée plus grande (Figure III-38) et par conséquent un bruit rayonné plus élevé.

#### ***III.4.4. Effet de la vitesse relative de glissement sur le niveau du bruit de rugosité rayonné***

Comme il a été constaté précédemment, le niveau sonore du bruit de rugosité dépend largement de la vitesse relative de glissement. Pour mettre en évidence cette dépendance, plusieurs tests de simulations ont été effectués sur différents couples de rugosité ( $Ra = 1 \mu\text{m}$ ,  $4,5 \mu\text{m}$ ,  $10 \mu\text{m}$ ,  $20 \mu\text{m}$  et  $26 \mu\text{m}$ ) en faisant varier la vitesse relative de glissement de  $2 \text{ cm/s}$  à  $12 \text{ cm/s}$ . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure III-40.

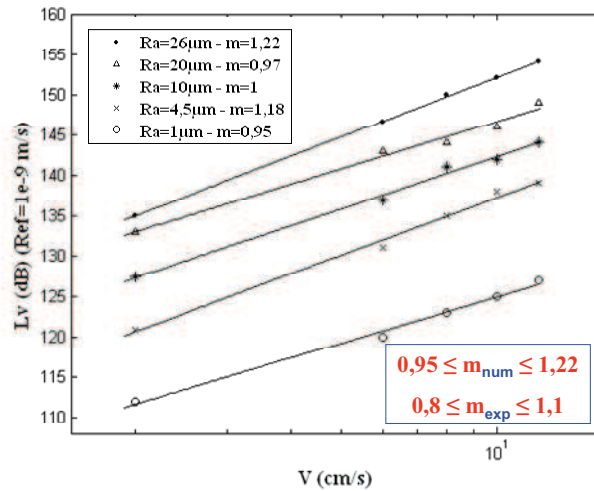


Figure III-40: Variation du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de la vitesse relative de glissement pour différentes rugosités de surface.

Nous remarquons à partir de cette figure qu'indépendamment de la rugosité des surfaces en contact, le niveau vibratoire  $L_v$  (dB) est une fonction linéaire et croissante de la vitesse relative de glissement  $V$  dans une échelle log – log. Ces résultats sont cohérents avec les résultats expérimentaux et vérifient la loi empirique de la relation (I-53). La pente numérique  $m$  est telle que:  $0,95 \leq m_{num} \leq 1,22$ .

L'augmentation du niveau vibratoire  $L_v$  (dB) en fonction de la vitesse relative de glissement est expliquée par le fait qu'en augmentant la vitesse  $V$ , les efforts locaux de contact augmentent (Figures III-12 et III-13) provoquant ainsi une augmentation de la percussion des chocs (Figure III-37) et de la déformation élastique des aspérités en contact. Cela a pour conséquences une augmentation de la puissance vibratoire transférée (Figure III-38) et par conséquent un bruit rayonné plus élevé.

### III.5. Synthèse

Cette simulation numérique a permis une étude détaillée de la dynamique locale de contact permettant ainsi de dégager certaines conclusions fondamentales pour la compréhension de la phénoménologie du bruit de rugosité.

- Les efforts locaux de contact, la pression de contact et de la contrainte de cisaillement sont des fonctions croissantes de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement;



- La longueur réelle de contact diminue avec l'augmentation de la rugosité de surface selon une loi exponentielle. Cette diminution est due principalement au fait que le nombre des spots de contact ainsi que leurs rayons de courbure diminuent quand la rugosité de surface augmente;
- Le mécanisme fondamental du bruit de rugosité est la présence des chocs entre les aspérités antagonistes lors du frottement entre surfaces rugueuses. Ces chocs génèrent des vibrations dans les deux solides en contact dont une partie sera dissipée sous forme de rayonnement acoustique;
- Ces chocs interaspérités sont caractérisés par:
  - leur fréquence  $n_c$ ,
  - leur percussion  $I$ ,
  - leur durée  $\tau_c$ .
- La fréquence  $n_c$  diminue quand la rugosité de surface ou la vitesse relative de glissement  $V$  augmente. Sa variation est non linéaire en fonction de  $(1/Ra)$  et directement proportionnelle à  $(1/V)$ .
- La percussion totale  $I$  est une fonction croissante de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement;
- La durée  $\tau_c$  est maintenue constante et égale à  $5,5 \cdot 10^{-5}$  s;
- Les chocs mécaniques entre aspérités antagonistes sont responsables du transfert entre l'énergie cinétique des solides et l'énergie vibratoire. Ils sont considérés comme la source principale de l'énergie vibratoire dont une partie est convertie en énergie acoustique;
- La puissance vibratoire, est une fonction linéaire et croissante de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement;
- Le niveau vibratoire  $L_v$  (dB) est également une fonction linéaire et croissante du logarithme de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement;

Les résultats de cette modélisation numériques sont cohérents avec nos résultats expérimentaux.

## **Chapitre IV**

### **Phénoménologie du bruit de rugosité**

---

Ce chapitre est une synthèse sur l'origine physique du bruit de rugosité rayonné lors du frottement entre deux surfaces rugueuses. Nous étudions également la relation reliant le niveau sonore du bruit rayonné à certains paramètres tribologiques et dynamiques de contact à savoir la topographie des surfaces frottées, la vitesse relative de glissement, la fréquence des chocs produits entre aspérités antagonistes et la raideur de contact. Nous présentons également une approche énergétique permettant d'expliquer l'évolution du niveau sonore en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement.

---

## Chapitre IV: Phénoménologie du bruit de rugosité

Considérons un solide  $S_1$  en contact glissant par rapport à un solide  $S_2$  avec une vitesse relative de glissement  $V$ . Ces deux solides ont respectivement une masse  $m_1$  et  $m_2$ . Leurs surfaces en contact sont supposées rugueuses. Notons  $A_a$  et  $A_r$  les aires apparente et réelle de contact.  $F_n$  et  $F_t$  sont respectivement la charge normale appliquée et la force de frottement. Quand les surfaces rugueuses sont frottées l'une contre l'autre, sous faible chargement, un bruit dit de rugosité est rayonné. Contrairement au bruit dû aux instabilités mécaniques, qui apparaît sous certaines conditions tribologiques et dynamiques, le bruit de rugosité est toujours présent et est attribué aux chocs entre les aspérités des surfaces antagonistes lors du glissement relatif.

### IV. 1. Des chocs mécaniques au bruit de rugosité

Le glissement entre deux surfaces rugueuses engendre des multiples chocs, de l'ordre de  $10^5 \sim 10^6$  chocs/s, entre les aspérités antagonistes des solides  $S_1$  et  $S_2$ . Ces chocs sont caractérisés par une durée extrêmement courte ( $\sim 10^{-5}$  s) et une percussion relativement élevée.

Les chocs mécaniques entre aspérités antagonistes sont responsables du transfert entre l'énergie cinétique des solides et l'énergie vibratoire dissipée. Ils sont considérés comme la source principale de l'énergie vibratoire dont une partie est convertie en énergie acoustique.

En effet, Lors des chocs, les aspérités du solide mobile ( $S_1$ ) entrent en collision avec celles du solide fixe ( $S_2$ ) avec une énergie cinétique totale  $E_c = \frac{1}{2} m_1 V^2$ . Comme les surfaces en contact sont rugueuses, ces collisions engendrent une variation des efforts de contact à l'interface. Cette variation est une fonction croissante de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement. Les efforts à l'interface déforment élastiquement les aspérités en contact. Une fois le choc terminé, l'aspérité déformée regagne sa position d'équilibre en libérant l'énergie emmagasinée au cours du choc. Ce comportement des aspérités génère un état de vibration dans les solides en contact. La propagation de ces vibrations est contrôlée par les modes propres des solides et leurs coefficients d'amortissement. Une partie de l'énergie vibratoire est rayonnée sous forme du bruit de rugosité à travers les surfaces des solides.

Nous pouvons ainsi résumer le mécanisme de génération du bruit de rugosité en trois étapes fondamentales (Figure IV-1):

- **Étape 1 - Excitation du mécanisme:** génération des vibrations à l'interface multicontact suite aux variations des efforts de contact. Ces variations sont dues aux chocs entre les aspérités des surfaces et amplifiées par la déformation élastique des aspérités;
- **Étape 2 – Vibration des solides en contact:** les vibrations générées à l'interface de contact se propagent dans les deux solides. Ce phénomène est contrôlé par les modes propres des solides et de leurs coefficients d'amortissement;
- **Étape 3 – Rayonnement acoustique:** une partie des vibrations est dissipée sous forme de rayonnement acoustique à travers les surfaces des solides en contact.

## **IV. 2. Relation bruit de rugosité – rugosité de surface – vitesse de glissement**

Nous avons montré, aussi bien expérimentalement que numériquement, que le niveau du bruit de rugosité rayonné  $L_p$  (dB) est une fonction linéaire et croissante du logarithme de la rugosité des surfaces  $Ra$  et de la vitesse de glissement  $V$  suivant la relation,

$$\Delta L_p (dB) = 20 \log_{10} Ra^n V^m \quad (IV-1)$$

avec  $0,6 \leq n \leq 1$  et  $0,8 \leq m \leq 1$ .

Comme la variation du niveau sonore  $L_p$  (dB) est directement proportionnelle au logarithme de la puissance acoustique rayonnée  $P_a$  nous pouvons écrire:

$$\Delta L_p (dB) \propto \Delta 10 \log_{10} P_a \propto \Delta 20 \log_{10} v \quad (IV-2)$$

où  $v$  est la vitesse vibratoire des solides en contact.

En comparant ces deux relations, on peut exprimer la vitesse vibratoire en fonction de la vitesse de glissement  $V$  et de la rugosité  $Ra$ ,

$$v \propto Ra V \quad (IV-3)$$

Par ailleurs, pour obtenir des grandeurs homogènes à une vitesse de part et d'autre de cette relation, il faut diviser le membre de droite par une longueur. Une analogie avec la relation (III-2) pourtant introduite pour un autre régime de fonctionnement, nous conduit à penser que cette longueur peut être  $RSm$ :

$$v \propto \frac{Ra V}{RSm} \quad (IV-4)$$

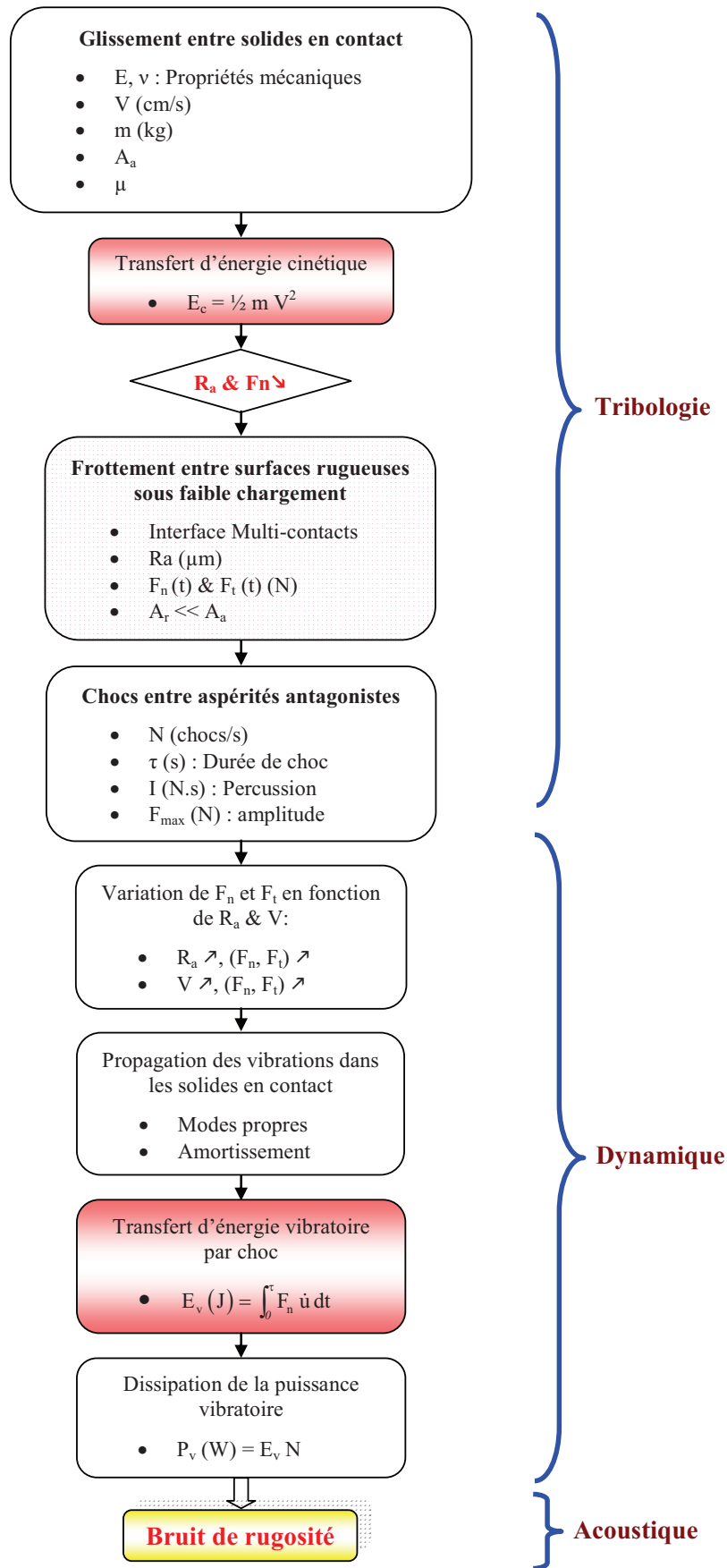


Figure IV-1: Phénoménologie du bruit de rugosité.

En remplaçant la vitesse vibratoire au niveau de la relation (IV-2) par son expression donnée par (IV-4), nous obtenons:

$$\Delta Lp(dB) \propto \Delta 20 \log_{10} \frac{Ra V}{RSm} \quad (IV-5)$$

A partir de cette relation, les deux exposants  $n$  et  $m$  de la loi décrite par la relation (IV-1) sont égaux à 1.

### **IV. 3. Le bruit de rugosité est un phénomène dissipatif**

Lors du frottement entre deux surfaces rugueuses avec une vitesse relative de glissement  $V$ , il y aura dissipation d'énergie par frottement mais également par vibrations sous forme de rayonnement acoustique:

$$P_{diss} = P_f + P_a \quad (IV-6)$$

avec  $P_f$  (W) est la puissance dissipée par frottement (sous forme de chaleur, transfert de matière, usure) et  $P_a$  (W) est la puissance acoustique rayonnée.

Comme les surfaces sont rugueuses, le contact effectif est réalisé uniquement au niveau des aspérités antagonistes qui sont soumises aux chocs lors du glissement relatif. L'énergie dissipée par frottement, exprimée en J, est donc proportionnelle aux déplacements effectifs de contact ( $d_r$ ):

$$E_f = \mu F_n \sum_{i=1}^{N_c} d_{ri} \quad (IV-7)$$

où  $\mu$  est le coefficient de frottement,  $F_n$  est la force normale appliquée,  $d_{ri}$  est la distance réelle de glissement lors d'un choc et  $N_c$  est le nombre total des aspérités en contact effectif dynamique.

La distance réelle de glissement  $d_{ri}$  peut être exprimée en fonction de la vitesse relative de glissement  $V$  et de la durée  $\tau_i$  du choc concerné:

$$d_{ri} = V \tau_i \quad (IV-8)$$

Comme la durée  $\tau_i$  est constante lors d'un choc, la puissance totale dissipée par frottement, lors d'un contact rugueux est égale à l'énergie dissipée par choc multipliée par la fréquence des chocs  $n_c$  (choc/s):

$$P_f = \mu F_n V \tau n_c \quad (IV-9)$$

La puissance acoustique quant à elle est donnée par:

$$P_a = \rho_0 c \sigma_{rad} v^2 A_a \quad (IV-10)$$

avec  $\rho_0$  est la densité d'air,  $c$  est la vitesse du son dans l'air,  $\sigma_{rad}$  et  $A_a$  sont respectivement le facteur du rayonnement acoustique et la surface vibrante du solide rayonnant et  $v$  est sa vitesse vibratoire.

En remplaçant la vitesse vibratoire par son expression de la relation (IV-4), la puissance acoustique  $P_a$  devient:

$$P_a = B \rho_0 c \sigma_{rad} A_a \frac{Ra^2 V^2}{RSm^2} \quad (IV-11)$$

avec  $B$  est la constante de proportionnalité entre la vitesse vibratoire et le rapport  $Ra^2 V^2 / RSm^2$ .

Si maintenant, on remplace  $P_f$  et  $P_a$  par leurs expressions au niveau de l'équation (IV-6), la puissance totale dissipée devient:

$$P_{diss} = \mu F_n V \tau n_c + B \rho_0 c \sigma_{rad} A_a \frac{Ra^2 V^2}{RSm^2} \quad (IV-12)$$

Nous remarquons à partir de cette expression que la puissance totale dissipée lors du frottement entre surfaces rugueuses est fonction des paramètres dynamiques et tribologiques du contact, mais surtout de la topographie des surfaces frottées et de la vitesse relative de glissement et par conséquent de la fréquence des chocs entre aspérités antagonistes.

En effet, comme nous l'avons vu au chapitre III, quand la rugosité de surface ou la vitesse relative de glissement augmente, la fréquence des chocs  $n_c$  diminue et la vitesse vibratoire  $v$  augmente. Ce phénomène engendre une diminution de la puissance dissipée par frottement  $P_f$  et une augmentation de la puissance acoustique  $P_a$ .

En particulier, lors du frottement entre surfaces relativement lisses à faible vitesse relative de glissement, la puissance acoustique  $P_a$  est négligeable par rapport à  $P_f$  et le contact est dit silencieux.

A partir des résultats numériques du chapitre III, une comparaison entre ces deux puissances, calculées à l'aide des relations IV-9 et IV-11 est donnée au niveau de la figure IV-2.

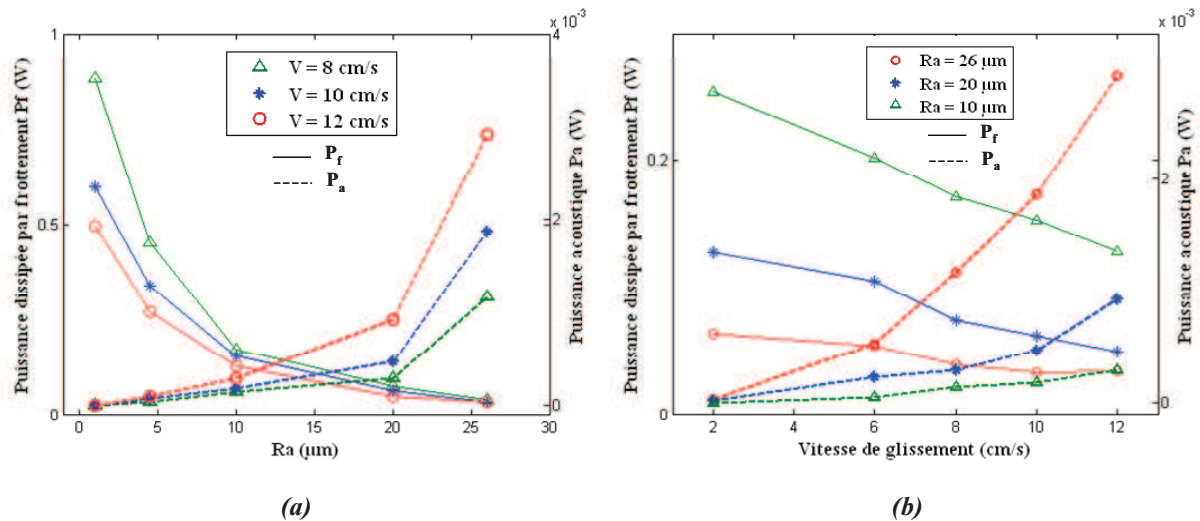


Figure IV- 2: Variations de la puissance dissipée par frottement  $P_f$  et la puissance acoustique  $P_a$  en fonction (a) de la rugosité de surface (b) de la vitesse relative de glissement.

#### IV. 4. Bruit de rugosité et raideur de contact

Lors du frottement entre surfaces rugueuses sous faible chargement, le contact est caractérisé par une rigidité totale égale à la somme de toutes les rigidités créées au niveau des spots de contact entre aspérités antagonistes. Cette rigidité totale de contact diminue quand la rugosité de surface ou la vitesse relative de glissement augmente. Sous telles conditions, les modes propres des solides sont beaucoup plus rigides que le contact:

$$M\omega_i^2 \gg K_c \quad (\text{IV-13})$$

où  $M$  est la masse des solides en contact et  $\omega_i$  sont leurs pulsations propres.

#### IV. 5. Conclusions

- Le bruit de frottement est dit de rugosité si les surfaces en contact sont rugueuses et le chargement normal appliqué est faible ;
- Le mécanisme fondamental du bruit de rugosité est la présence des chocs entre aspérités antagonistes ;
- Ces chocs mécaniques sont considérés comme la source principale de l'énergie vibratoire dont une partie est rayonnée sous forme du bruit de rugosité;
- Le bruit de rugosité est une fonction des paramètres tribologiques et dynamiques de contact. En particulier, il est fonction linéaire et croissante du logarithme de la rugosité de surface et de la vitesse relative de glissement;
- Le bruit de rugosité est un bruit blanc filtré par les propriétés modales des solides en contact.



## **Conclusions générales & Perspectives**

## *Conclusions générales & Perspectives*

L'objectif du travail était de comprendre et d'établir les mécanismes et la phénoménologie du bruit de rugosité rayonné lors du frottement de deux surfaces rugueuses l'une contre l'autre sous faible chargement normal appliqué. Ce travail pluridisciplinaire a croisé plusieurs disciplines: la tribologie, la dynamique et l'acoustique. L'origine d'un tel bruit est les vibrations générées suite aux impacts inter-aspérités lors du glissement relatif entre les surfaces en contact. La compréhension du comportement dynamique local et vibroacoustique de cette interface multicontact est de grande importance pour atteindre l'objectif principal de ce travail de thèse.

Deux approches ont été développées pour l'étude du bruit de rugosité: expérimentale et numérique.

L'approche expérimentale a pour but d'établir les lois empiriques de la variation du niveau sonore rayonné en fonction des paramètres de contact à savoir la rugosité des surfaces frottées, la vitesse relative de glissement, les efforts de contact, l'aire apparente de contact, la raideur des matériaux utilisés ou le type de traitement des surfaces réalisé.

Cependant, cette approche expérimentale ne permet pas l'accès aux paramètres locaux de contact, paramètres utiles pour la compréhension de la phénoménologie du bruit de rugosité.

L'approche numérique est ainsi un outil performant et relativement simple à mettre en oeuvre, qui permet une caractérisation assez complète de la dynamique locale de l'interface multicontact. Dans notre étude, la simulation numérique en éléments finis a été réalisée dans le but de caractériser le comportement dynamique local de contact (variation des contraintes et forces locales de contact, aire réelle de contact, nombre de spots de contact, fréquence des chocs entre aspérités antagonistes, durée de choc, durée entre chocs ou encore puissance dissipée par choc).

Pour mener notre étude expérimentale, nous avons développé un tribomètre (TriboNoise) permettant une mesure simultanée du niveau sonore rayonné et du niveau vibratoire généré, lors du frottement de deux solides l'un contre l'autre, en fonction de la rugosité de surface, la vitesse relative du glissement et la charge normale appliquée. Il offre également la possibilité

de travailler en contact plan / plan ou sphère / plan et permet de mesurer les efforts de contact. L'enceinte acoustique intégrée dans ce dispositif permet des mesures acoustiques propres isolées du bruit extérieur.

Les mêmes essais réalisés sur ce dispositif ont été repris sur un deuxième tribomètre, développé au LTDS, pour tester la validité des résultats obtenus.

De cette première approche expérimentale, nous tirons les conclusions suivantes:

- le niveau de la pression acoustique  $L_p$  (dB) est une fonction linéaire et croissante du logarithme de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement, indépendamment du procédé de traitement des surfaces utilisé et de la raideur des matériaux frottés. Cette loi logarithmique est de la forme:  $L_p$  (dB) =  $20 \log_{10} Ra^n V^m$ . Les exposants  $n$  et  $m$  sont indépendants et sont respectivement:  $0,6 \leq n \leq 1$  et  $0,8 \leq m \leq 1,1$ .
- si les valeurs des exposants  $n$  et  $m$  sont insensibles au chargement normal appliqué, le niveau sonore  $L_p$  (dB) est une fonction croissante de la charge normale appliquée et de la force de frottement;
- le bruit de rugosité est un bruit blanc filtré par les propriétés modales des solides en contact. Il est généré en particulier pour des contacts doux entre surfaces rugueuses. Sous cette condition particulière de contact, les solides sont découplés dynamiquement, leurs modes propres sont plus rigides que le contact et par suite les vibrations générées suite aux impacts entre aspérités antagonistes ne seront pas affectées par la rigidité totale du système tribologique;
- la rigidité du contact croît avec le chargement normal appliqué et diminue avec l'accroissement de la rugosité de surface.

L'approche numérique a été réalisée au moyen du code d'éléments finis ABAQUS. Le module ABAQUS/Explicit, bien adapté aux comportements transitoires et dynamiques tels que les problèmes d'impacts et de chocs et aux comportements fortement non-linéaires tel que le frottement entre surfaces rugueuses, a été utilisé. La formulation dynamique explicite basée sur la méthode des différences centrées a été adoptée. Le pas du temps stable est de  $10^{-8}$  s. Cette valeur a été choisie pour qu'elle soit beaucoup plus faible que la durée des chocs estimée analytiquement. La résolution numérique du problème de contact est obtenue par la méthode des multiplicateurs de Lagrange. Le frottement entre les deux surfaces en contact a été décrit par la loi classique de Coulomb.

L'implémentation numérique a été validée sur un exemple simple qu'on connaît d'avance analytiquement tous les paramètres à calculer numériquement.

Les résultats numériques obtenus sont cohérents avec les résultats expérimentaux. L'analyse numérique effectuée a permis également une caractérisation complète de la dynamique locale du contact rugueux, mais aussi la compréhension et l'établissement d'une phénoménologie claire du bruit de rugosité.

En terme de dynamique locale de contact, nos résultats numériques montrent que:

- comme la rugosité de surface est aléatoire, donc un paramètre statistique, tous les autres paramètres locaux qui en découlent sont aussi statistiques;
- la distribution des efforts locaux de contact,  $F_n$  et  $F_t$ , et des contraintes locales de contact suit une loi de probabilité exponentielle de la forme  $p(x) = a e^{-ax}$  ;
- les efforts locaux de contact sont des fonctions croissantes de la rugosité  $Ra$  et de la vitesse relative de glissement  $V$ . La variation de ces efforts est à l'origine des vibrations générées dans les deux solides en contact et par conséquent au bruit de rugosité rayonné. Ce résultat est d'une grande importance, car il explique bien l'augmentation du niveau sonore rayonné lors du frottement entre surfaces rugueuses en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement;
- quand la rugosité de surface augmente, les efforts locaux de contact deviennent plus importants, le rayon de courbure des aspérités en contact devient plus faible et leur déformation  $\delta$  augmente, le nombre de spots de contact diminue, la longueur réelle de contact se réduit et par conséquent la pression locale au niveau de chaque jonction de contact augmente.
- A rugosité de surface constante, la force normale locale augmente et le nombre de points de contact diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement ce qui réduit la longueur réelle de contact et augmente la pression de contact et par suite la contrainte de cisaillement  $\tau$ .

Cette caractérisation dynamique et locale du contact rugueux a permis de conclure sur le mécanisme de génération du bruit de rugosité.

En effet, lors d'un contact rugueux sous faible chargement, le glissement relatif entre les surfaces en contact provoque des multiples impacts entre les aspérités antagonistes. Le mécanisme fondamental du bruit de rugosité émis est la présence de ces chocs inter-aspérités

qui génèrent des vibrations dans les deux solides en contact et par conséquent un bruit rayonné. Ces vibrations sont elles même induites par la variation des efforts locaux de contact.

La fréquence des chocs inter-aspérités diminue quand la rugosité de surface ou la vitesse de glissement augmentent. Et pourtant nos résultats aussi bien numériques qu'expérimentaux ont montré que le niveau du bruit de rugosité est une fonction linéaire et croissante du logarithme de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement. Ceci a été expliqué par le fait que même si la fréquence des chocs diminue, leur percussion totale augmente en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement. Cette augmentation est due principalement à l'augmentation des efforts locaux de contact en fonction de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement.

Les chocs inter-aspérités sont un véritable mécanisme de dissipation de l'énergie au niveau de l'interface de contact. Ils sont responsables du transfert entre l'énergie cinétique des solides et l'énergie vibratoire dont une partie est rayonnée sous forme du bruit de rugosité. La puissance vibratoire transférée est une fonction linéaire de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement.

En termes de perspectives, même si notre analyse numérique a permis d'étudier l'interface locale de contact et de définir les phénomènes locaux intervenant au niveau du contact et qui sont à l'origine de la génération du bruit de rugosité, il serait intéressant de travailler avec des surfaces transparentes et rugueuses afin de pouvoir visualiser expérimentalement l'interface multicontact. Cela permet de déterminer la dynamique locale de contact et avoir accès à un certain nombre de paramètres locaux influençant le bruit de rugosité rayonné, en particulier la fréquence des chocs lors du frottement.

Il serait intéressant également en terme de la simulation numérique, d'étudier le bruit de rugosité pour d'autres géométries de contact autre que la géométrie plan / plan, à savoir la géométrie sphère / plan, cône / plan, cylindre / plan ou même sphère / sphère.

## **Bibliographie**

*Références bibliographiques*

- [1] D. Dowson, *History of Tribology*, Longman, New York (1979).
- [2] G. Amontons, *De la résistance causée dans les machines*, Mémoire de l'Académie Royale des Sciences, Paris (1699).
- [3] C. A. Coulomb, *Théorie des machines simples*, Mémoire de mathématique et de physique de l'académie royale, Paris (1782), Edition Librairie Scientifique et Technique, Albert Blanchard, Paris (2002).
- [4] C. Truesdell, *Essays in the History of Mechanics*. Springer – Verlag, Berlin.
- [5] F. P. Bowden and D. Tabor, *The Friction and Lubrication of Solids I*, Clarendon Press, Oxford (1950).
- [6] J. H. Dieterich, B.D. Kilgore, *Direct observation of frictional contacts: new insights for state-dependent properties*, *Pure Appl. Geophys.* 143 (1994), pp. 283-302.
- [7] G. Zambelli, L. Vincent, *Matériaux et contacts*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes (1998).
- [8] X. Roizard, *Etude des conditions de frottement et des mécanismes d'endommagements surfaciques en emboutissage par simulation en étirage plan*, Thèse de doctorat, Institut National polytechnique de Lorraine, 1992.
- [9] D. F. Moore, *The Friction and Lubrication of Elastomers*, Pergamon Press, London (1972).
- [10] E. Rabinowicz, *The intrinsic variables affecting the stick-slip process*, *Proceedings of the royale physics society* 71 (1958), pp.668-675.
- [11] E. Rabinowicz, *Friction and Wear of Materials*, New York: Wiley (1965), p.224.
- [12] I. V. Kragelski, *Friction and Wear*, London: Butterworths (1965), p.346
- [13] J. R. Rice, A. L. Ruina, *Stability of steady Frictional Slipping*, *ASME Journal of Applied Mechanics* 50 (1983), pp. 343-349.
- [14] J. H. Dieterich, *Modeling of rock friction. I. Experimental results and constitutive equations*, *J. Geophys. Res.*, 84 (1979) p 2161.
- [15] J. A. C. Martins, S. Barbarin, M. Raous, A. Pinto Da Costa, *Dynamic stability of finite dimensional linearly elastic systems with unilateral contact and Coulomb friction*, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 177 (1999), pp. 289 - 328.

- [16] M. Raous, L. Cangémi and M. Cocu, A consistent model coupling adhesion, friction, and unilateral contact, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 177 (1999), pp. 383 - 399.
- [17] J. A. Greenwood, J. B. P. Williamson, Contact of nominally flat surfaces, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* 295 (1966), pp. 300-319.
- [18] L. Landau, E. Lifchitz, *Théorie de l'élasticité*, Moscou Editions Mir (1967).
- [19] K. L. Johnson, *Contact Mechanics*, Cambridge University Press (1985).
- [20] R. D. Mindlin, Compliance of elastic bodies in contact, *Transactions of the ASME Journal of Applied Mechanics* 16 (1949) 259–268.
- [21] A. Baltazar, S.I. Rockhlin, C. Pecorari, On the relationship between ultrasonic and micro mechanical properties of contacting rough surfaces, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 50 (2002) 1397 – 1416.
- [22] D. Whitehouse, A. Archard, The properties of random surfaces and their significance in their contact, *Proc. Roy. Soc. London A* 316, (1970) 97 – 121.
- [23] F. Robbe-Valloire, B. Paffoni, R. Progri, Load transmission by elastic, elasto-plastic or fully plastic deformation of rough interface asperities, *Mechanics of Materials* 33 (2001) 617 – 633.
- [24] T. Da Silva Botelho, R. Progri, G. Inglebert, F. Robbe-Valloire, Analytical and experimental elastoplastic spherical indentations of a layered half-space, *Mechanics of Materials* 40 (2008) 771 – 779.
- [25] Q. V. Bui, J. P. Ponthot, Estimation of rubber sliding friction from asperity interaction modelling, *Wear* 252 (2002) 150 – 160.
- [26] H. Zahouani, S. Mezghani, R. Vargiolu, M. Dursapt, Identification of manufacturing signature by 2D wavelet decomposition, *Wear* 264 (2008) 480 – 485.
- [27] K. J. Bathe, *Finite element procedures in engineering analysis*, New York Prentice Hall, (1982), 735 p.
- [28] O. C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, *The Finite Element Method. The Basis*, 5<sup>th</sup> edition, Oxford: Butterworth-Heinemann, 1 (2000), 689 p.
- [29] V. Linck, *Modélisation numérique temporelle d'un contact frottant*, Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, (2005).
- [30] G. Dhatt, G. Touzot, *une présentation de la méthode des éléments finis*, 2<sup>ème</sup> édition, Paris: Maloine, 1984, 543 p.
- [31] J. T. Oden, *Finite elements of nonlinear continua*, New York: McGraw – Hill, 1972, 409 p.



- [32] J. T. Oden, J. A. C. Martins, Models and computational methods for dynamic friction phenomena, *Comp. Meth. App. Mech. And Engng*, 1985, vol. 52, pp. 527 – 634.
- [33] ABAQUS, User's and Theory manuals, 1999, Hibbit, Karlsson & Sorensen, Inc, Pawtucket, RI.
- [34] J.O. HALLQUIST, G.L. GOUDREAU, AND D.J. BENSON, Sliding interfaces with contact-impact in large-scale lagrangian computations. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 1985, Vol. 51 p. 107-137.
- [35] A. CHAUDHARY, K. J. BATHE, A solution method for static and dynamic analysis of three-dimensional problems with friction, *Computers and Structures*, 1986, Vol. 37, pp. 319-331.
- [36] P. WRIGGERS, T.VU VAN, E. STEIN, Finite element formulation of large deformation impact-contact problems with friction, *Computers and Structures*, 1990, Vol. 37, pp. 319-331.
- [37] L. Baillet, M. Brunet, Y. Berthier, Experimental and numerical dynamic modelling of ironing process, *Journal of Materials Processing Technology* 60 (1996) 677 - 684.
- [38] T. Belytschko, M.O. Neal, Contact-impact by the pinball algorithm with penalty and lagrangian methods, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 31 (1991), pp. 547-572.
- [39] Z. H. Zhong, *Finite element procedures for contact-impact problems*, Oxford: Oxford University Press, 1993, 371p.
- [40] S.H. Ju, R.E. Rowlands, A three-Dimensional Frictional Contact Element whose stiffness Matrix is Symmetric, *Journal of Applied Mechanics*, 66 (1999), pp. 460-467.
- [41] S. H. Lee, Rudimentary considerations for adaptative Gap/Friction element based on the penalty method, *Computer and Structures*, 47 (1993), pp.1043 – 1056.
- [42] E. Arnoult, I. Guilloateau, B. Peseux, J. Bonini, Présentation d'un nouvel élément fini de contact, *Mécanique & Industrie*, 2 (2001), pp. 33-42.
- [43] L. Bureau, Élasticité et rhéologie d'une interface macroscopique: du piégeage au frottement solide, Ph.D. thesis, Université Paris VII (2002).
- [44] C. Caroli and P. Nozières, in *Physics of sliding friction*, edited by B. N. J. Persson and E. Tosatti, vol. 311 of series E : Applied Sciences. NATO Advanced Study Institute, Kluwer, Dordrecht (1996).
- [45] R. Gräeubler, H. Sprenger, J. Reissner, Tribological system modelling and simulation in metal forming processes. *Journal of Materials Processing technology*, 103 (2000) 80-86.

- [46] Le pneu, Le confort mécanique et acoustique, Société de Technologie Michelin, février (2002). ISBN 2 – 06 – 100423 – 7.
- [47] A. Akay, Acoustics of friction, *J. Acoust. Soc. Am.* 111 (2002), pp. 1525-1548.
- [48] M. T. Bengisu, A. Akay, Stability of friction-induced vibrations in multi-degree-of-freedom systems, *J. Sound Vib.* 171 (1994) 557 – 570.
- [49] A. Le Bot, H. Ben Abdelounis, H. Zahouani, Experimental study of friction noise of dry contact under light load, in *Proc. The First International Congress Design and Modelling of Mechanical Systems CMSM'05*, 23–25 2005, Hammamet, Tunisie.
- [50] K. Takashi, The Friction Noise under Heavy Load, *Bull. Fac. Sci. Eng., Chuo University*, vol 16 (1973) 53-69.
- [51] M. Nakai, M. Yokoi, A Fundamental Study on Frictional Noise (1<sup>st</sup> report, The generating mechanism of rubbing noise and squeal noise, *Bull. JSME*, vol 22 (1979) 1665-1671.
- [52] M. Nakai, M. Yokoi, A Fundamental Study on Frictional Noise (2<sup>nd</sup> report, The generating mechanism of squeal noise of higher modes, *Bull. JSME*, vol 23 (1980) 2118-2124.
- [53] M. Nakai, M. Yokoi, A Fundamental Study on Frictional Noise (3<sup>rd</sup> report, The influence of periodic surface roughness on frictional noise, *Bull. JSME*, vol 24 (1981) 1470-1476.
- [54] M. Yokoi, M. Nakai, A Fundamental Study on Frictional Noise (4<sup>th</sup> Report, The influence of angle of inclination of the rod on frictional noise), *Bull. JSME* 24 (1981) 1477-1483.
- [55] M. Yokoi, M. Nakai, A Fundamental Study on Frictional Noise (5<sup>th</sup> report, The influence of random surface roughness on frictional noise, *Bull. JSME*, vol 25 (1982) 827-833.
- [56] M. Nakai, M. Yokoi, Generation Mechanism of friction Noises in Dry Friction, *Japanese Journal of Tribology*, vol 35 (1990) 513-522.
- [57] M-O. Othman, A-H. Elkholy, Surface-roughness measuring using dry friction noise, *Experimental mechanics*, vol 47 (1990) 309-312.
- [58] M-O. Othman, A-H. Elkholy, A-A. Seireg, Experimental investigation of frictional noise and surface-roughness characteristics, *Experimental mechanics*, vol 47 (1990) 328-331.
- [59] B. L. Stoimenov, S. Maruyama, K. Adashi, K. Kato, The roughness effect on the frequency of frictional sound, *Tribology International* 40 (2007) 659-664.
- [60] T. Jibiki, M. Shima, H. Akita, M. Tamura, A basic study of friction noise caused by fretting, *Wear*, 251 (2001) 1492-1503.

- [61] R. T. Spurr, A theory of disc brake squeal. Proc. Auto Div. Instn Mech. Engrs, 62 (1961).
- [62] S.W.E. Earles, C.K. Lee, Instabilities arising from the frictional interaction of pin disc system resulting in noise generation. Journal of Engineering for Industry, Transaction of the ASME, 98 (1976) pp.81-86.
- [63] S. W. E. Earles, N.M. Badim, On the interaction of two-pin-disc system with reference to the generation of disc brake squeal. 1978, SAE 780332.
- [64] S. W. E. Earles, N.M. Badim, Oscillatory instabilities in a double pin and disc undamped system: a mechanism of disc-brake squeal. Proc. of the Institution of Mechanical Engineers, 198 (1984) pp.43-50.
- [65] S. K. Rhee, P.H.S. Tsang, Y. S. Wang, Friction-induced noise and vibration of disc brakes. Wear, 133 (1989) pp.39-45.
- [66] R. A. Ibrahim, Friction-induced vibration, chatter, squeal and chaos. ASME Design Engineering 49 (1992) pp.99-105.
- [67] N. M. Kinkaid, O. M. O'Reilly, P. Papadopoulos, Automotive disc brake squeal, J. Sound and Vibration, 267 (2003) pp. 105 – 166.
- [68] F. Moirrot, Etude de la stabilité d'un équilibre en presence de frottement de Coulomb. Application au crissement des freins à disque. Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (1998).
- [69] J. Sinou, F. Thouverez, L. Jezequel, Methods to reduce non-linear mechanical systems for instability computation. Archives of Computational Methods in Engineering: State of the Art Reviews 11, 3 (2004) pp. 257 – 344.
- [70] Y. B. Yi, J. R. Barber, D. L. Hartsock, Thermoelastic instabilities in automotive disc brakes – finite element analysis and experimental verification. Contact Mechanics (2002) pp. 187 – 2002.
- [71] Y. B. Yi, S. Du, J. R. Barber, J. W. Fash, Effect of geometry on thermoelastic instability in disk brakes and clutches. Transactions of the ASME Journal of Tribology 121, 4 (1999) pp. 661 – 666.
- [72] A. Meziane, S. D'Errico, L. Baillet, B. Laulagnet, Instabilities generated by friction in a pad-disc system during the braking process. Tribology International 40 (2007) 1127–1136.
- [73] Alison Ayres, Team seeks tyre noise reduction, BBC News website (<http://news.bbc.co.uk>), 12 January (2004).

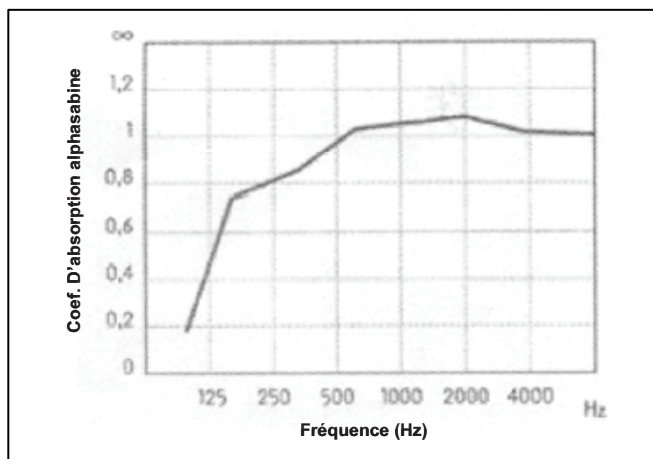
- [74] E. Bongini, S. Molla, P. E. Gautier, D. Habault, P. O. Mattei, F. Poisson, Synthesis of noise of operating vehicles: Development within SILENCE of a tool with listening features, *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, 99 (2008) 320 – 326.
- [75] G. G. Adams, Self excited oscillations of two elastic half-space sliding with a constant coefficient of friction, *J. Appl. Mech.*, 62 (1995) pp.867-872.
- [76] K. Ranjith, J.R. Rice, Slip dynamics at the interface between dissimilar materials. *Journal of the Mechanics and physics of Solids*, 49 (2001) pp341-361.
- [77] F. Moirrot, Q.S. Nguyen, An example of stick-slip waves. CRAS, Paris, 328, Iib (2000) pp.663-669.
- [78] A. Le Bot, E. Bou Chakra, Measurement of friction noise versus contact area of rough surfaces weakly loaded, *Tribology Letters* (on line).
- [79] A. Le Bot, Comparaison of an integral equation on energy and the ray-tracing technique in room acoustics, *J. Acoust. Soc. Am.* 108 (4), (2000) 1732 – 1740.
- [80] A. Le Bot, Energy exchange in uncorrelated ray fields of vibroacoustics, *J. Acoust. Soc. Am.* 120 (3), (2006) 1194 – 1208.
- [81] A. Le Bot, Derivation of statistical energy analysis from radiative exchanges. *Journal of Sound and Vibration* 300 (2007) 763 – 779.
- [82] A. Le Bot, Validity diagrams of statistical energy analysis. *Journal of Sound and Vibration* (in press).
- [83] M. Iwaniec, Damping loss factor estimation in plates, *Molecular and Quantum Acoustics* 24 (2003) 61 – 68.
- [84] J. A. Ogiivy Numerical simulation of elastic-plastic contact between anisotropic rough surfaces *J. Phys. D: Appl. Phys.* 25 (1992) 1798.
- [85] R. Blevins, Formulas for natural frequency and mode shape, Van Nostrand Reinhold Company, (1979).
- [86] H. Ben Abdelounis, A. Le Bot, J. Perret Liaudet, H. Zahouani, An experimental study on roughness noise of dry rough flat surfaces, *Wear* 268 (2010) 335 – 345.
- [87] J.F. Archard, Elastic deformation and the laws of friction, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* 243 (1957) 190-205.
- [88] E. Bou Chakra, A. Le Bot, Friction-induced vibration in a rough dynamic contact, 16<sup>th</sup> Int. Colloquim Tribology Lubricants, Material and Lubrication Engineering, Strittgart, Germany, 15 – 17 January 2008.
- [89] F.P. BOWDEN, D. TABOR, *The Friction and Lubrication of Solids: Part I & II.* Glasgow, New York: Oxford University Press, (1964).

- [90] D.J. HAINES, E. OLLERTON, Contact Stress Distributions on Elliptical Contact Surfaces Subjected to Radial and Tangential Forces. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 177 (1963) 95 - 114.
- [91] J. J. KALKER, *Three-dimensional Elastic Bodies in Rolling Contact*. Dordrecht, Boston: Kluwer Academic Publishers, (1990).
- [92] D. VOLA, M. RAOUS, J. A. C. MARTINS, Friction and instability of steady sliding squeal of a rubber/glass contact, *Int. J. Num. Meth. Engng.* 46 (1999) 1699 - 1720.
- [93] L. Baillet, Y. Berthier, O. Bontemps, M. Brunet, Tribologie de l'interface fibre/matrice. Approche théorique et expérimentale, *Revue des Composites et des Matériaux Avancés. Hors série*, 7 (1997) 89 – 105.
- [94] A. Oueslati, Q.S. Nguyen, L. Baillet, Ondes adhérence-glissement-décollement sous contact unilatéral frottant, *C.R. Acad. Sci. Paris, Serie IIB*, (2003) 133 - 140.
- [95] J. A. Ogilvy, Numerical simulation of friction between contacting rough surfaces, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 24 (1991) 2098 – 2109.
- [96] F. Robbe-Valloire, Statistical analysis of asperities on a rough surface, *Wear* 249 (2001) 401 – 408.
- [97] R. A. Onions and J. F. Archard, The contact of surfaces having a random structure, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 6 (1973) 289 – 304.
- [98] R. Brun, *Science et technique du moteur diesel industriel et de transport*, Edition 4, TECHNIP, (1981).
- [99] C. Lalanne, *Vibrations et chocs mécaniques*, Tome 2, Chocs mécaniques, (1999).
- [100] O. C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, *The Finite Element Method. The Basis*, 5<sup>th</sup> edition, Oxford: Butterworth-Heinemann, 1 (2000).
- [101] S. Ciliberto, C. Laroche, Energy dissipation in solid friction. *Eur. Phys. J.B.* 9 (1999) 551 - 558.

**Annexe**

*Annexe*

*A.1. Coefficients d'absorption Sabine de la laine de roche utilisée selon le constructeur du matériau*



*Figure A-1 : Coefficients d'absorption sabine de la laine de roche utilisée (panneaux Spectrisol) en fonction de la fréquence [Documentation constructeur – SPECTRA – Type Spectrisol – Réf. SP 501 F].*

## A.2. Caractéristiques du microphone 1/4"

**Calibration Chart**  
**Type 40BP**  
**1/4" Pressure Microphone**

Serial No. 6415

**Sensitivity :** 1.41 mV  
 -57.02 dB re. 1V/Pa

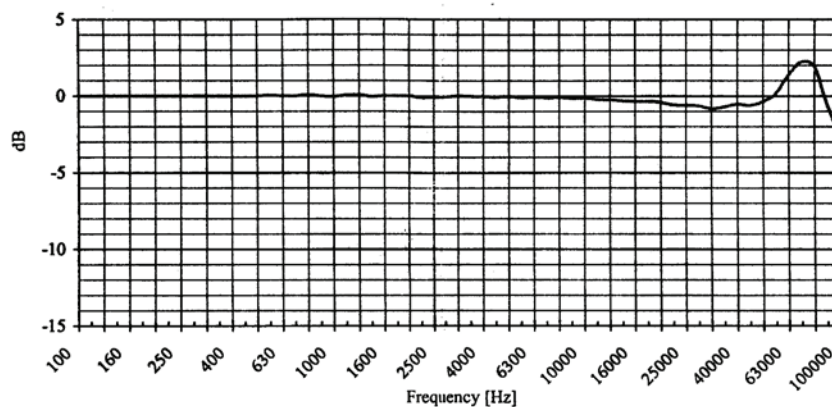
**Cal. Date :** 24-jun-98  
**Operator :** SR

**Reference conditions:**

Temperature : 23 Celcius  
 Relative humidity : 50%  
 Barometric pressure : 101.3 kPa

The calibration is performed by comparison with a Calibration Reference Microphone Cartridge Type 40AG and is traceable to the National Physical Laboratory, UK.

The stated sensitivity for the microphone cartridge is the Open Circuit Sensitivity. When used with a typical preamplifier, like the G.R.A.S. Type 26AC, the sensitivity will be 0.2 dB lower. The frequency response is recorded by electrostatic actuator. (See back for more information)

**G.R.A.S.**

Sound &amp; Vibration

Calibration data for  
 Pressure Microphone  
 Type 40BP

Serial No. 6415

**G.R.A.S.**  
 Sound & Vibration

G.R.A.S. Sound & Vibration aps  
 Gunnar Rasmussen, Skelstedet 10 B  
 DK-2950 Vedbæk, Denmark  
 Tel: +45 45 66 40 46  
 Fax: +45 45 66 40 47



## AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande des Directeurs de Thèse

Monsieur H. ZAHOUANI et Monsieur A. LE BOT

et les rapports de

Monsieur F. ROBBE-VALLOIRE  
Professeur - Institut Supérieur de Mécanique de Paris - 3, rue Ferdinand Hainaut  
93407 SAINT-OUEN cedex

et de

Monsieur P-O. DE MATTEI  
Chargé de Recherche CNRS - Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique - 31, ch. Joseph Aiguier  
13402 MARSEILLE cedex 20

**Monsieur BEN ABDELOUNIS Houcine**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale **MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE (MEGA)**

Fait à Ecully, le 18 décembre 2009

P/Le Directeur de l'E.C.L.  
La Directrice des Etudes



## RÉSUMÉ

**L**e bruit de rugosité, rayonné lors du frottement entre surfaces rugueuses sous faible chargement, est un phénomène complexe dépendant de plusieurs paramètres dont la rugosité de surface, la vitesse de glissement, le chargement normal appliqué et les matériaux frottés. Il se distingue des autres types du bruit de frottement par un spectre fréquentiel large bande, un niveau sonore faible, une faible pression de contact et par conséquent un couplage dynamique faible entre les solides en contact. Pour étudier ce type du bruit, deux approches ont été développées: expérimentale et numérique. L'approche expérimentale a permis de proposer des lois de variation des niveaux sonores et vibratoires en fonction des paramètres tribologiques (principalement la rugosité) et cinématique (principalement la vitesse de glissement). L'approche numérique est consacrée à l'étude de la dynamique locale des interfaces multicontact. Elle a permis ainsi d'accéder aux paramètres inaccessibles à la mesure (forces locales, durée de chocs inter-aspérités, fréquence de chocs) et d'établir une comparaison avec les mesures sonores et vibratoires. Les résultats aussi bien expérimentaux que numériques montrent que le bruit de rugosité est une fonction croissante de la rugosité de surface et de la vitesse de glissement. La phénoménologie du bruit de rugosité fait appel à trois disciplines différentes: la tribologie (génération des vibrations à l'interface multicontact dues aux variations des efforts de contact suite aux chocs inter-aspérités), la dynamique (propagation de ces vibrations dans les solides en contact) et l'acoustique (une partie de ces vibrations est dissipée sous forme de bruit de rugosité). Le mécanisme fondamental du bruit de rugosité est ainsi la mise en vibration des solides en contact générée par les chocs inter-aspérités. Ces chocs sont caractérisés par leur fréquence, leur percussion et leur durée. La fréquence diminue quand la rugosité ou la vitesse de glissement augmente, la percussion augmente avec ces deux paramètres et la durée de choc est indépendante de la rugosité de surface et la vitesse de glissement.

*MOTS-CLÉS: Bruit – Frottement - Rugosité – Contact - Impacts – Tribologie – Vibration - Acoustique.*

## ABSTRACT

**T**he roughness noise, radiated from the contact area of two sliding and rough solids under light load, is a complex phenomenon dependent on several parameters whose surface roughness, sliding speed, normal load and rubbed materials. Roughness noise differs from the other types of friction noise by a wide band spectrum, low noise levels, light contact pressure and therefore a weak dynamic coupling between sliding solids. Experimental and numerical approaches have been developed to study this type of noise. The experimental approach allowed to establish the variation laws of sound and vibration levels versus surface roughness and sliding speed. The numerical analysis is concerned with the local dynamic multicontact interfaces study. It provides access to parameters inaccessible to measurement (local forces, duration of inter-asperities shocks, frequency shocks) and allows a comparison with the sound and vibration measurements. Both experimental and numerical results show that roughness noise is simultaneously an increasing function of surface roughness and sliding speed. Three fundamental steps are involved in roughness noise phenomenon: tribology (vibrations are generated by the variations of the contact loads in the interface following the inter-asperities shocks), dynamics (propagation of the vibrations in the solids in contact) and acoustics (roughness noise is radiated by the solid surfaces). Therefore, the fundamental mechanism of roughness noise is the presence of shocks occurring between antagonist asperities of sliding surfaces. These shocks are characterized by their frequency, their duration and their percussion. The frequency decreases as the roughness or the sliding speed increases. The percussion is an increasing function of roughness and sliding speed and the shock duration is independent of the surface roughness and the sliding speed.

*Keywords: Noise – Friction - Roughness – Contact - Impacts – Tribology – Vibration - Acoustic.*