



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale et modélisation du contact électrique et mécanique quasi statique entre surfaces rugueuses d'or : application aux micro-relais mems

Pierre-Yves Duvivier

► **To cite this version:**

Pierre-Yves Duvivier. Étude expérimentale et modélisation du contact électrique et mécanique quasi statique entre surfaces rugueuses d'or : application aux micro-relais mems. Autre. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2010. Français. NNT : 2010EMSE0583 . tel-00740248

**HAL Id: tel-00740248**

**<https://theses.hal.science/tel-00740248v1>**

Submitted on 9 Oct 2012

**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.

NNT : 2010 EMSE 0583

## THÈSE

présentée par

Pierre-Yves DUVIVIER

pour obtenir le grade de  
Docteur de l'École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne

Spécialité : Microélectronique

### ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET MODÉLISATION DU CONTACT ÉLECTRIQUE ET MÉCANIQUE QUASI STATIQUE ENTRE SURFACES RUGUEUSES D'OR : APPLICATION AUX MICRO-RELAIS MEMS

#### Membres du jury

Président du jury	Patrick PONS	Chargé de recherche, LAAS-CNRS, Toulouse
Rapporteurs :	Frédéric HOUZÉ	Chargé de recherche, Laboratoire de Génie Électrique de Paris, Supélec, Gif-sur-Yvette
	Jean-Luc LOUBET	Directeur de recherche, Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes, École Centrale Lyon
Examineurs :	Roland FORTUNIER	Professeur des Écoles des Mines, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne
	Vincent MANDRILLON	Ingénieur Chercheur, CEA, LETI, MINATEC, Grenoble
Directeur de thèse :	Karim INAL	Professeur des Écoles des Mines, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne
Invité :	Olivier VENDIER	Ingénieur R&D, Thales Alenia Space, Toulouse

**Spécialités doctorales :**

SCIENCES ET GENIE DES MATERIAUX  
 MECANIQUE ET INGENIERIE  
 GENIE DES PROCEDES  
 SCIENCES DE LA TERRE  
 SCIENCES ET GENIE DE L'ENVIRONNEMENT  
 MATHEMATIQUES APPLIQUEES  
 INFORMATIQUE  
 IMAGE, VISION, SIGNAL  
 GENIE INDUSTRIEL  
 MICROELECTRONIQUE

**Responsables :**

J. DRIVER Directeur de recherche – Centre SMS  
 A. VAUTRIN Professeur – Centre SMS  
 G. THOMAS Professeur – Centre SPIN  
 B. GUY Maître de recherche – Centre SPIN  
 J. BOURGOIS Professeur – Centre SITE  
 E. TOUBOUL Ingénieur – Centre G2I  
 O. BOISSIER Professeur – Centre G2I  
 JC. PINOLI Professeur – Centre CIS  
 P. BURLAT Professeur – Centre G2I  
 Ph. COLLOT Professeur – Centre CMP

**Enseignants-chercheurs et chercheurs autorisés à diriger des thèses de doctorat (titulaires d'un doctorat d'État ou d'une HDR)**

AVRIL	Stéphane	MA	Mécanique & Ingénierie	CIS
BATTON-HUBERT	Mireille	MA	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BENABEN	Patrick	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	CMP
BERNACHE-ASSOLLANT	Didier	PR 0	Génie des Procédés	CIS
BIGOT	Jean-Pierre	MR	Génie des Procédés	SPIN
BILAL	Essaïd	DR	Sciences de la Terre	SPIN
BOISSIER	Olivier	PR 1	Informatique	G2I
BORBELY	Andras	MR	Sciences et Génie des Matériaux	SMS
BOUCHER	Xavier	MA	Génie Industriel	G2I
BOUDAREL	Marie-Reine	PR 2	Génie Industriel	DF
BOURGOIS	Jacques	PR 0	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BRODHAG	Christian	DR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BURLAT	Patrick	PR 2	Génie industriel	G2I
COLLOT	Philippe	PR 1	Microélectronique	CMP
COURNIL	Michel	PR 0	Génie des Procédés	SPIN
DAUZERE-PERES	Stéphane	PR 1	Génie industriel	CMP
DARRIEULAT	Michel	IGM	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
DECHOMETS	Roland	PR 1	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
DESRAYAUD	Christophe	MA	Mécanique & Ingénierie	SMS
DELAFOSSÉ	David	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
DOLGUI	Alexandre	PR 1	Génie Industriel	G2I
DRAPIER	Sylvain	PR 2	Mécanique & Ingénierie	SMS
DRIVER	Julian	DR 0	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
FEILLET	Dominique	PR 2	Génie Industriel	CMP
FOREST	Bernard	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	CIS
FORMISYN	Pascal	PR 1	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
FORTUNIER	Roland	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
FRACZKIEWICZ	Anna	DR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
GARCIA	Daniel	MR	Génie des Procédés	SPIN
GIRARDOT	Jean-Jacques	MR	Informatique	G2I
GOEURIOT	Dominique	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
GRAILLOT	Didier	DR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
GROSSEAU	Philippe	MR	Génie des Procédés	SPIN
GRUY	Frédéric	MR	Génie des Procédés	SPIN
GUY	Bernard	MR	Sciences de la Terre	SPIN
GUYONNET	René	DR	Génie des Procédés	SPIN
HERRI	Jean-Michel	PR 2	Génie des Procédés	SPIN
INAL	Karim	PR 2	Microélectronique	CMP
KLÖCKER	Helmut	DR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
LAFOREST	Valérie	CR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
LERICHE	Rodolphe	CR CNRS	Mécanique et Ingénierie	SMS
LI	Jean-Michel	EC (CCI MP)	Microélectronique	CMP
LONDICHE	Henry	MR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
MALLIARAS	George Grégory	PR 1	Microélectronique	CMP
MOLIMARD	Jérôme	MA	Mécanique et Ingénierie	SMS
MONTHEILLET	Frank	DR 1 CNRS	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
PERIER-CAMBY	Laurent	PR 2	Génie des Procédés	SPIN
PIJOLAT	Christophe	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
PIJOLAT	Michèle	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
PINOLI	Jean-Charles	PR 0	Image, Vision, Signal	CIS
STOLARZ	Jacques	CR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
SZAFNICKI	Konrad	MR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
THOMAS	Gérard	PR 0	Génie des Procédés	SPIN
TRIA	Assia		Microélectronique	CMP
VALDIVIESO	François	MA	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
VAUTRIN	Alain	PR 0	Mécanique & Ingénierie	SMS
VIRICELLE	Jean-Paul	MR	Génie des procédés	SPIN
WOLSKI	Krzysztof	DR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
XIE	Xiaolan	PR 1	Génie industriel	CIS

**Glossaire :**

PR 0 Professeur classe exceptionnelle  
 PR 1 Professeur 1<sup>ère</sup> classe  
 PR 2 Professeur 2<sup>ème</sup> classe  
 MA(MDC) Maître assistant  
 DR Directeur de recherche  
 Ing. Ingénieur  
 MR(DR2) Maître de recherche  
 CR Chargé de recherche  
 EC Enseignant-chercheur  
 IGM Ingénieur général des mines

**Centres :**

SMS Sciences des Matériaux et des Structures  
 SPIN Sciences des Processus Industriels et Naturels  
 SITE Sciences Information et Technologies pour l'Environnement  
 G2I Génie Industriel et Informatique  
 CMP Centre de Microélectronique de Provence  
 CIS Centre Ingénierie et Santé

---

# Remerciements

La présente thèse s'est effectuée au Centre Microélectronique de Provence (CMP), sur le site Georges Charpak à Gardanne, un centre de recherche de l'École des Mines de Saint-Étienne. Ils sont le fruit d'une collaboration avec le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA) et plus précisément le LETI (Laboratoire d'Électronique et de Technologies de l'Information) de Grenoble dont je faisais partie. Plus précisément, je dépendais du Laboratoire de Caractérisation et Fiabilité des Microsystèmes (LCFM), du Département Intégration Hétérogène sur Silicium (DIHS).

Les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit ont été principalement encadrés par Vincent Mandrillon, ingénieur chercheur au CEA-LETI, à qui je dois beaucoup, entre autres grâce à ses compétences, son foisonnement d'idées et ses critiques constructives. Je le remercie très sincèrement pour sa présence et son investissement.

Je tiens ensuite à remercier particulièrement Karim Inal, professeur des écoles des mines, d'avoir dirigé mes travaux de thèse. Son aide, notamment en fin de thèse pour la rédaction et l'organisation de la soutenance, fut grandement appréciée. Il a également su, à plusieurs reprises, me convaincre par son éloquence maîtrisée de l'intérêt du travail que j'avais fait.

À la suite de mon long séjour au CMP, il y a évidemment de nombreuses personnes que je souhaite remercier. D'abord Patrick Benaben, chef du département Packaging et Supports Souples (PS2) pour m'avoir accueilli au sein de son équipe. Mais je pense surtout aux pensionnaires de la D204 (le bureau des doctorants), avec par ordre alphabétique (comme ça pas de jaloux) : Brice Arrazat, Bassem Bensaid, Romain Cauchois, Etienne Drahi, Romain Macabiès et Renaud Vayrette. J'aurais beaucoup de choses à dire sur chacun (que du positif) mais je préfère ne pas m'étendre pour éviter de rajouter dix pages à ce manuscrit déjà assez conséquent en l'état. Je vais simplement dire que sans eux, cette expérience n'aurait pas été la même et pour cela, je leur en suis extrêmement reconnaissant. Je souhaite de tout cœur qu'ils finissent leur thèse avec succès et que nous soyons amenés à nous revoir dans un futur proche.

Je n'oublie pas non plus Mamadou Diop, qui a un temps fait partie de ce bureau et qui a en quelque sorte joué le rôle du grand frère à mon arrivée.

Je remercie très chaleureusement l'ensemble des membres du département que j'ai côtoyé pendant ces trois années (et un peu plus), avec par bureau : Thomas Nivard et François Le Texier, Jacques Legeux et Jean-Michel Li, Thierry Camilloni et Cyril Calmes, Alexandre Le Henry et Jessica Mazuir, Abdel Yakoub, Mohamed Saadaoui et Man Su, Sylvain Blayac et Sébastien Sanaur, Véronique Olmeta, Gaëlle Rondeau, Xavier Boddaert. Chacun a pu, à au moins une occasion, apporter d'une certaine manière sa contribution ; je retiendrais en particulier les conseils avisés de Mohammed et Jean-Michel, et l'aide plus technique apportée par Jacques et Thierry.



En tant que membre du LCFM, je me dois de remercier mon responsable hiérarchique direct, Didier Bloch, pour m'avoir laissé suffisamment d'autonomie dans ce contexte particulier de collaboration entre entités assez éloignées géographiquement. Lors de mes passages à Grenoble, j'ai pu apprécier sa compagnie brève mais néanmoins sympathique ainsi que celle des doctorants, avec par ordre d'ancienneté : Maxime Vincent, David Mercier et Baptiste Goubault de Brugiere. Enfin, merci à Christophe Poulain pour les bons moments passés ensemble, que ce soit en manip ou en conférence.

Je tiens également à remercier sincèrement les secrétaires pour leur patience et pour ne pas m'avoir surchargé de paperasse : Barbara Bruno et Véronique Villaréal au CMP et Estelle Brague au LETI (sans oublier Pauline et Sandrine).

Pour finir, mes derniers remerciements s'adressent aux membres du jury, à commencer par son président : Patrick Pons, Chargé de recherche au LAAS-CNRS de Toulouse, Roland Fortunier, devenu récemment directeur de l'École Nationale d'Ingénieurs de Saint-Étienne, Olivier Vendier, ingénieur R&D chez Thales Alenia Space à Toulouse, ainsi que les rapporteurs qui ont accepté d'évaluer mon travail : Jean-Luc Loubet, directeur de recherche du Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes à l'École Centrale de Lyon, et Frédéric Houzé, chargé de recherche au Laboratoire de Génie Électrique de Paris, Supélec à Gif-sur-Yvette, dont les questions et corrections reflètent l'attention portée à mon manuscrit. J'ai été honoré de l'intérêt qu'ils ont témoigné à l'égard de ma thèse et leur exprime ma profonde gratitude pour m'avoir accordé leur temps.

---

# Introduction

L'essor de la microélectronique a permis de démocratiser une technologie jusqu'alors réservée aux domaines de pointe. Mais avant d'être mis sur le marché, un composant, aussi prometteur qu'il soit, doit d'abord faire ses preuves en termes de performance et de fiabilité. Ainsi, si certains microsystèmes MEMS (Micro Electro Mechanical System) ont remporté l'adhésion du grand public (accéléromètres et autres capteurs), d'autres sont toujours à l'état de prototypes ou connaissent une commercialisation pour le moins marginale. C'est le cas des micro-relais MEMS. Ils correspondent en première approche à des micro-interrupteurs d'une taille de l'ordre de la centaine de microns. Le cas particulier des micro-relais ohmiques (ou résistifs) fait appel à des structures mobiles qui permettent de fermer ou d'ouvrir un contact électrique selon que l'information doit transiter ou non. Il a pour vocation de gérer des radiofréquences sur de très nombreux cycles (fermeture – ouverture du contact électrique). Cependant, la dégradation des performances avec le temps est largement constatée et imputée majoritairement au contact électrique.

Or ces composants sont fabriqués grâce aux procédés des semi-conducteurs, et présentent ainsi un contact électrique qui ne correspond guère à celui généralement étudié : d'abord par ses dimensions, mais aussi par la force appliquée, les matériaux employés sous forme de couches minces, les effets de surface... Afin de proposer des voies d'améliorations, il est primordial d'acquérir une meilleure connaissance de la physique des contacts à cette échelle (quelques microns). C'est dans cet objectif que s'inscrivent les travaux de thèse présentés dans ce mémoire. Ils sont le fruit d'une collaboration entre le CEA-LETI (Laboratoire d'Électronique et de Technologies de l'Information) et l'École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne (EMSE) : bénéficiaire depuis octobre 2007 d'une bourse CTBU (Contrat Thèse Budget Unité), et hiérarchiquement rattaché au Laboratoire de Caractérisation et de Fiabilité des Microsystèmes du Département Intégration Hétérogène sur Silicium (DIHS/LCFM), j'étais localisé au Centre Microélectronique de Provence (CMP) – site Georges Charpak à Gardanne, et intégré au sein du département Packaging et Supports Souples (PS2). Cette étude pluridisciplinaire, encadrée par Messieurs Vincent Mandrillon, Ingénieur – Chercheur au CEA-LETI et Karim Inal, Professeur des Écoles des Mines, porte plus particulièrement sur l'étude du contact électrique et mécanique quasi statique dans la configuration des micro-relais MEMS. Il est en effet crucial de bien appréhender ce qui se passe sur un contact avant de considérer plusieurs millions de cycles successifs.

Ce mémoire s'articule autour de quatre chapitres. Le premier correspond à une étude bibliographique, commençant par la présentation des micro-relais MEMS : leurs utilisations, avantages et inconvénients par rapport aux autres technologies, mais aussi leurs principaux mécanismes de défaillance.

Étant donné que ces derniers impliquent le plus souvent le contact électrique, une solution au problème est d'employer de nouveaux matériaux et de les tester pour différents paramètres afin de garantir de bonnes performances. Celles-ci sont principalement évaluées à travers la valeur de résistance électrique du contact,

souhaitée la plus faible possible (idéalement, inférieure à l'ohm), puisque source de pertes dans le composant. Or, comme il est très compliqué de réaliser des tests en conditions réelles, principalement pour des raisons de coût et de temps, il est bien plus adapté de faire appel à des dispositifs expérimentaux, permettant d'une part de reproduire un contact électrique à l'identique (dimensions et matériaux) et d'autre part d'identifier l'influence des différents paramètres du contact électrique (force appliquée, intensité imposée...). Ce sera notre approche. Cette thèse comportant ainsi une grande partie expérimentale, il est nécessaire d'exposer les dispositifs actuels de recherche sur le contact métal / métal adaptés aux micro-relais : l'évaluation de leurs avantages et inconvénients constitue une étape nécessaire en vue de l'élaboration de nos propres méthodes.

Les dernières parties de ce chapitre présentent les principaux éléments de la théorie existante sur le contact électrique, qui inclut une large composante mécanique. Appliquée à la configuration du contact dans les micro-relais, elle doit de plus tenir compte de certaines spécificités comme la rugosité des surfaces ou encore l'influence des films minces. La connaissance de ces grandeurs pertinentes permettra de disposer des outils nécessaires à l'interprétation des résultats expérimentaux.

Le deuxième chapitre est consacré à la conception des dispositifs expérimentaux qui constituent l'originalité de ce travail. Les deux types de véhicules de tests utilisés dans l'étude du contact résistif sont d'abord présentés, et leurs propriétés mécaniques comme électriques caractérisées. L'objectif est d'effectuer un contact électrique entre ces échantillons et d'en mesurer la résistance électrique sous diverses conditions. Pour ce faire, la balance de précision correspond à une solution simple à mettre en œuvre, permettant de réaliser un contact macroscopique entre barreaux cylindriques croisés (3,5 mm de courbure) pour une force appliquée de plusieurs mN à quelques Newtons. L'adaptation d'un nanoindenteur pour la mesure électrique a nécessité de modifier l'appareil ainsi qu'une longue étape de mise au point, mais en contrepartie, il est désormais possible de réaliser des contacts électriques à l'identique des micro-relais : contact sphère / plan (courbure de l'ordre de la vingtaine de microns) soumis à des forces allant de la centaine de  $\mu\text{N}$  à quelques mN. Le protocole de mesure électrique de résistance de contact est ensuite explicité avant de décrire le développement d'un algorithme spécifique d'analyse d'image AFM, nécessaire à l'obtention de données relatives à la rugosité et requises par certains modèles de contact.

Dans le troisième chapitre, sont d'abord présentés les résultats obtenus grâce à cet outil pour les images AFM des échantillons utilisés. Puis, pour chaque dispositif expérimental, après le détail du plan d'expérience, les résultats expérimentaux sont présentés en fonction des paramètres d'intérêt pour évaluer leurs influences sur les valeurs de résistance électrique mesurées. L'analyse des tendances observées peut ensuite se tenir grâce à l'utilisation des notions théoriques développées dans le premier chapitre.

Enfin, le quatrième et dernier chapitre concerne la modélisation du contact électrique rugueux, dont la vocation est de prédire la valeur de la résistance en régime statique. Elle doit de plus rester simple d'emploi ; c'est pourquoi un modèle éléments finis certes performant, mais coûteux en calculs et en temps ne serait pas

approprié. Deux approches différentes sont envisagées pour correspondre au mieux aux échelles de contact macro- et microscopique. Elles consistent toutes deux à résoudre le problème mécanique pour identifier les surfaces de contact réel, avant de considérer l'aspect électrique. Leur validation pourra être obtenue à la suite d'une confrontation réussie aux résultats expérimentaux.

En conclusion, une synthèse des enseignements tirés sera proposée après avoir dressé un bilan de l'ensemble de ces travaux de thèse pour finir sur les perspectives ouvertes par cette étude.

# Table des matières

**CHAPITRE 1 LES CONTACTS EN REGIME STATIQUE ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE .....14****INTRODUCTION .....15****1 LES MICRO-COMMUTATEURS .....16**

## INTRODUCTION .....16

## 1.2 DOMAINES D'UTILISATION .....16

## 1.3 CAHIER DES CHARGES .....17

## 1.4 STRUCTURE .....18

## 1.5 ENVIRONNEMENT DE FONCTIONNEMENT .....20

## 1.6 MATERIAUX .....20

## 1.7 MECANISMES DE DEFAILLANCE .....21

## CONCLUSION .....24

**2 CARACTERISATION ET PERFORMANCE DES CONTACTS : PRESENTATION DES DISPOSITIFS****EXPERIMENTAUX EMPLOYES POUR REALISER UN CONTACT ELECTRIQUE .....25**

## INTRODUCTION .....25

## 2.2 TEST IN SITU .....25

## 2.3 UTILISATION D'UN SPM .....29

## 2.4 AUTRES DISPOSITIFS UTILISES POUR REALISER LE CONTACT ELECTRIQUE .....30

## 2.4.1 À l'échelle microscopique .....30

## 2.4.2 À l'échelle macroscopique .....32

2.5 RECAPITULATIF DES PERFORMANCES DU CONTACT ELECTRIQUE APPLIQUE AU MICRO-RELAIS  
36

## CONCLUSION .....37

**3 ÉLEMENTS DE MECANIQUE DU CONTACT .....38**

## INTRODUCTION .....38

## 3.2 CONTACT MECANIQUE ENTRE DEUX CORPS LISSES .....38

## 3.2.1 Régime de déformation élastique .....38

## 3.2.2 Régime de déformation élastoplastique .....39

## 3.2.3 Régime de déformation plastique .....40

## 3.3 CONTACT MECANIQUE ENTRE SURFACES RUGUEUSES .....40

## 3.3.1 Modèle statistique multi-aspérités .....41

## 3.3.2 Autres approches de modélisation du contact mécanique .....42

## 3.4 CONTACT MECANIQUE ADHESIF .....43

## 3.4.1 Forces de surface .....44

## 3.4.2 Comparaison des différents modèles .....45

## CONCLUSION .....47

**4 RESISTANCE ELECTRIQUE DES CONTACTS .....48**

## INTRODUCTION .....48

## 4.2 RESISTANCE DE CONSTRICTION .....48

## 4.3 MECANISMES DE TRANSPORT ELECTRONIQUE .....50

## 4.3.1 Transport balistique .....51

## 4.3.2 Transport quasi balistique .....51

## 4.4 RESISTANCE D'UN CONTACT MULTISTRICIONS .....52

## 4.4.1 Modèle de Holm .....52

## 4.4.2 Modèle de Greenwood .....53

4.4.3	Modélisations du contact électrique rugueux .....	54
4.5	INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DU FILM MINCE CONDUCTEUR .....	55
4.6	INFLUENCE DES FILMS DE CONTAMINATION .....	57
4.6.1	Caractéristiques et formation.....	58
4.6.2	Résistance électrique due au film de contamination .....	59
	CONCLUSION.....	60
<b>5</b>	<b>ÉCHAUFFEMENT DES CONTACTS.....</b>	<b>61</b>
	INTRODUCTION .....	61
5.2	RELATION DE KOHLRAUSCH .....	61
	CONCLUSION.....	64
<b>6</b>	<b>COMPORTEMENT MECANIQUE DES MATERIAUX EN CONTACT .....</b>	<b>65</b>
	INTRODUCTION .....	65
6.2	NOTIONS SUR LE FLUAGE .....	65
	CONCLUSION.....	68
	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>70</b>
 <b><u>CHAPITRE 2 PRESENTATION DES DISPOSITIFS ET OUTILS EXPERIMENTAUX.....</u></b>		<b>71</b>
	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>72</b>
<b>1</b>	<b>PROPRIETES DES ECHANTILLONS ETUDIES.....</b>	<b>73</b>
	INTRODUCTION .....	73
1.2	PRESENTATION DES METAUX ET ALLIAGES UTILISES .....	74
1.2.1	Au .....	74
1.2.2	Ru et Rh.....	74
1.2.3	AuNi (5 %).....	75
1.3	DESCRIPTIF DES ECHANTILLONS UTILISES .....	75
1.3.1	Barreaux cylindriques croisés .....	75
1.3.2	Barrettes .....	76
1.4	CARACTERISATIONS PRELIMINAIRES .....	79
1.4.1	Résistivité électrique.....	79
1.4.2	Propriétés mécaniques par nanoindentation .....	80
1.4.3	Observation de la topographie des surfaces .....	81
1.5	CONCLUSION .....	82
<b>2</b>	<b>LA BALANCE DE PRECISION.....</b>	<b>83</b>
2.1	DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT .....	83
2.2	DIMENSIONNEMENT DU DISPOSITIF .....	86
2.3	PARAMETRES DE TEST .....	87
<b>3</b>	<b>LE NANOINDETEUR INSTRUMENTE POUR LA MESURE ELECTRIQUE .....</b>	<b>88</b>
3.1	DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT .....	88
3.1.1	Fonctionnement standard du nanoindenteur.....	88
3.1.2	Instrumentation pour la mesure électrique .....	90
3.2	PARAMETRES DE TEST .....	95
3.2.1	Description de l'essai mécanique.....	95
3.2.2	Choix des forces appliquées .....	96
<b>4</b>	<b>MESURES ELECTRIQUES DE RESISTANCE DE CONTACT.....</b>	<b>98</b>

4.1	DISPOSITIF .....	98
4.2	DESCRIPTION DES MESURES ELECTRIQUES STANDARD (NANOINDECTEUR) .....	98
4.3	DESCRIPTION DES MESURES ELECTRIQUES POUR LA BALANCE .....	100
<b>5</b>	<b>CARACTERISATION DE LA RUGOSITE PAR ANALYSE D'IMAGES .....</b>	<b>103</b>
	INTRODUCTION .....	103
5.2	PRESENTATION DES ECHANTILLONS.....	104
5.3	CREATION D'UNE IMAGE ARTIFICIELLE .....	104
5.4	ALGORITHME DE TRAITEMENT D'IMAGE .....	109
5.4.1	Prétraitement .....	110
5.4.2	Segmentation .....	111
5.4.3	Extraction des données .....	116
5.4.4	Résultats pour l'image artificielle .....	117
5.5	CONCLUSION .....	119
	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>120</b>
 <b>CHAPITRE 3 PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.....</b>		<b>121</b>
	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>122</b>
<b>1</b>	<b>CARACTERISATION DE LA RUGOSITE DES ECHANTILLONS UTILISES .....</b>	<b>123</b>
	INTRODUCTION .....	123
1.2	BARREAU CYLINDRIQUE — AU .....	123
1.3	BARREAU CYLINDRIQUE — AU \ RU 20 NM .....	125
1.4	BARREAU CYLINDRIQUE — AU \ RU 100 NM .....	125
1.5	BARREAU CYLINDRIQUE — AU \ RH .....	126
1.6	BARREAU CYLINDRIQUE — AU \ RU .....	126
1.7	BARREAU CYLINDRIQUE — AU \ AUNi .....	127
1.8	BARRETTE — AU .....	128
1.9	CONCLUSION .....	128
<b>2</b>	<b>RESULTATS DES MESURES DE RESISTANCE ELECTRIQUE DE CONTACT OBTENUES AVEC LA BALANCE DE PRECISION.....</b>	<b>130</b>
2.1	PLAN D'EXPERIENCE.....	130
2.2	PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS .....	131
2.2.1	Influence de la charge appliquée .....	132
2.2.2	Influence du courant imposé .....	136
<b>3</b>	<b>RESULTATS DES MESURES DE RESISTANCE ELECTRIQUE DE CONTACT OBTENUES AU NANOINDECTEUR INSTRUMENTE ELECTRIQUEMENT .....</b>	<b>140</b>
3.1	PLAN D'EXPERIENCE .....	140
3.2	PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS .....	142
3.2.1	Résistance électrique de contact .....	142
3.2.2	Forces d'adhésion .....	148
3.3	RESULTATS COMPLEMENTAIRES .....	151
3.3.1	Influence du courant imposé .....	151
3.3.2	Influence du matériau de contact .....	152
3.3.3	Influence de la vitesse de chargement .....	153
	<b>CONCLUSION .....</b>	<b>154</b>



<b>CHAPITRE 4 MODELISATION DU CONTACT ELECTRIQUE QUASI STATIQUE.....</b>	<b>155</b>
<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>156</b>
<b>1 MODELISATION STATISTIQUE DU CONTACT RUGUEUX.....</b>	<b>158</b>
INTRODUCTION.....	158
1.2 ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	158
1.2.1 Modélisation statistique du contact mécanique rugueux.....	158
1.2.11 Contact entre une surface rugueuse et une surface rigide parfaitement lisse	159
1.2.12 Lois de comportement ( $A_0, F_0$ ).....	160
1.2.121 Déformation en régime élastique .....	160
1.2.122 Déformation en régime plastique .....	161
1.2.123 Déformation en régime élastoplastique .....	162
1.2.13 Contact entre une sphère lisse et un plan rugueux.....	164
1.2.14 Contact entre deux plans rugueux .....	167
1.2.2 Modélisation électrique du contact .....	168
1.3 DESCRIPTION DU MODELE .....	169
1.4 COMPARAISON DU MODELE A L'EXPERIENCE .....	171
1.5 CONCLUSION .....	177
<b>2 MODELISATION NUMERIQUE DU CONTACT RUGUEUX .....</b>	<b>178</b>
INTRODUCTION.....	178
2.2 METHODE DES ELEMENTS DE FRONTIERE (BEM).....	179
2.2.1 Étude bibliographique.....	179
2.2.2 Implémentation du modèle.....	186
2.3 APPROCHE DISCRETE DES MODELES « ASPERITY-BASED » .....	189
2.4 AMELIORATION DU MODELE PAR LA PRISE EN COMPTE DES INTERACTIONS ENTRE ASPERITES	193
2.5 CONCLUSION .....	194
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>195</b>
<b><u>CONCLUSION.....</u></b>	<b><u>196</u></b>
<b><u>BIBLIOGRAPHIE.....</u></b>	<b><u>201</u></b>
<b><u>ANNEXES.....</u></b>	<b><u>211</u></b>
<b>ANNEXE 1 : LISTE DES FIGURES.....</b>	<b>212</b>
<b>ANNEXE 2 : LISTE DES TABLEAUX .....</b>	<b>218</b>
<b>ANNEXE 3 : ALGORITHME DE CONTACT RUGUEUX STATISTIQUE .....</b>	<b>219</b>
PROGRAMME PRINCIPAL .....	219
CALCUL DE LA PRESSION LOCALE (PRESSION_STATISTIQUE).....	223
CALCUL DE LA SURFACE REELLE LOCALE (SURFACE_REELLE).....	224
CALCUL DU NOMBRE DE CONTACTS (NOMBRE_CONTACTS).....	224
CALCUL DE LA RESISTANCE SURFACIQUE (RESISTANCE_NIKOLIC) .....	225
CALCUL DE LA RESISTANCE DE CONTACT (RESISTANCE_ALLEN) .....	226

<b>ANNEXE 4 : ALGORITHME DE CONTACT RUGUEUX - BEM .....</b>	<b>227</b>
<b>ANNEXE 5 : ALGORITHME DE CONTACT RUGUEUX – « ASPERITY-BASED » .....</b>	<b>232</b>

# Chapitre I

## Les contacts en régime statique

### Étude bibliographique

# Introduction

Le présent travail constitue une contribution à l'étude du contact électrique pour applications aux micro-relais MEMS. Mais les connaissances acquises pourront aussi être applicables à d'autres domaines technologiques comme les contacts simple pression utilisés dans les connecteurs, douilles, prises ou maintiens de puce qui posent de plus en plus de difficultés au fur et à mesure que le nombre d'entrées / sorties augmente et que la taille des contacts diminue.

Le contact électrique est défini comme une jonction séparable entre deux conducteurs capables de transporter du courant électrique. Il se caractérise par sa « résistance de contact », impliquant le plus souvent une « résistance de constriction » qui est la conséquence de la constriction du flux de courant à travers le contact, dont la taille est alors critique. En effet, la résistance de constriction peut être calculée comme une fonction de l'aire de contact conductrice. Il devient alors nécessaire de distinguer les aires de contact apparent, mécanique et électrique (Figure 1). En effet, les surfaces d'appui réelles (contact mécanique) sont en réalité très faibles par rapport aux surfaces d'appui obtenues dans le cas d'un contact parfait (contact apparent). De plus, une contamination extérieure peut polluer l'interface dont la partie conductrice se réduit alors à l'aire de contact électrique.

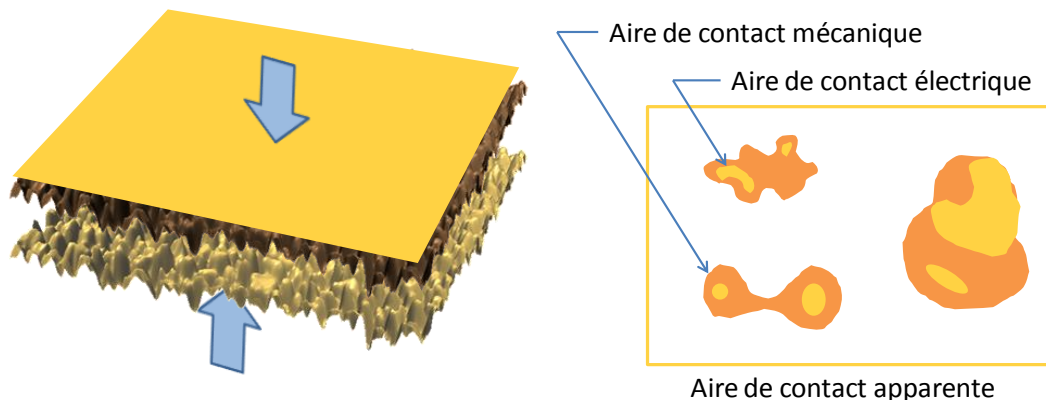


Figure 1 Schématisation d'un contact électrique réel avec distinction des aires de contact apparent, mécanique et électrique.

Ainsi, l'analyse théorique majeure portera sur le comportement mécanique du métal à l'interface de contact afin d'évaluer la surface réelle de contact. Les résistances électriques correspondantes pourront ensuite être estimées en s'appuyant sur un des nombreux modèles de la littérature. Mais il est nécessaire en premier lieu, de déterminer quel type de contact électrique a lieu dans les micro-relais et dans un second temps quelles sont ses performances, en particulier à travers les dispositifs expérimentaux présentés dans la littérature.

# I Les micro-commutateurs

---

## Introduction

Les MEMS (acronyme de « Micro Electro Mechanical Systems ») sont des microsystèmes qui se distinguent par l'utilisation de fonction mécanique pour réaliser une fonction électrique. Il est possible de les classer selon leur utilisation. Ainsi, les RF-MEMS sont les composants utilisés pour gérer les radiofréquences. Parmi ceux-là se trouvent les micro-commutateurs, aussi appelés micro-relais ou par leur dénomination anglaise : microswitches. Leur fonction est de faire commuter un signal électrique d'un chemin vers un autre grâce à des parties mobiles, à la manière d'un interrupteur comme illustré Figure 2 (p. 19).

Ces composants ont une taille de l'ordre de la centaine de microns. Ils ont été développés pour remplacer les relais à base de semi-conducteurs (transistors, diodes...) dont les performances sont limitées au niveau de la perte d'insertion, de la fréquence de coupure ainsi que de l'isolation. Le premier micro-relais RF présenté en 1979 (Petersen, 1979) faisait appel à des technologies à l'époque peu compatibles avec les circuits intégrés mais depuis la technologie s'est développée au point de permettre actuellement une petite production. De nos jours, ils sont réalisés dans des fonderies hautement spécialisées du fait de la grande diversité des procédés de fabrication nécessaires (Yang, 2008). L'utilisation des microswitches en lieu et place des relais traditionnels se justifie par (Patton and Zabinski, 2005b) :

- leur petite taille,
- le faible coût de fabrication (technologie des Circuits Imprimés - C.I.),
- une rapidité de commutation de plusieurs ordres supérieure.

De plus, ils ont les avantages suivants par rapport aux semi-conducteurs :

- une faible consommation électrique,
- une large bande de fréquence utilisable,
- une excellente isolation,
- une perte d'insertion exceptionnellement basse, liée à une faible résistance à l'état fermé.

---

## 1.2 Domaines d'utilisation

Les micro-relais devraient progressivement remplacer les relais traditionnels et dans certains cas l'utilisation de transistors semi-conducteurs (CMOS) ou de diodes PIN. Les domaines d'applications principalement visés sont (Patton and Zabinski, 2005b, Yang, 2008, Coutu, 2004) :

- le militaire et l'aérospatial (satellites, radars...),
- les équipements de test (RF et ATE pour Équipements de Test Automatiques),

- l'infrastructure des télécommunications,
- les applications de masse (téléphonie mobile, électronique grand public, technologies de l'information),
- l'automobile (radar anticollision, antennes).

Si le marché des équipements de test reste majoritaire pour le moment, celui des télécommunications est le plus prometteur. Les micro-commutateurs RF sont en effet extrêmement attractifs pour les applications sans fil et font partie de la technologie qui se dessine pour la future génération de téléphones portables (4G) : ils seront amenés à remplacer les relais CMOS dans les amplificateurs de courant et les modules d'antenne des téléphones portables (Gagnard and Rezé, 2008). Pourtant, à cause de leur prix encore élevé, les solutions standard, certes moins performantes mais beaucoup moins chères (semi-conducteurs) leur sont encore préférées. Enfin, même si leur utilisation militaire (communications et radars) reste marginale, elle est la raison du développement des MEMS aux États-Unis et reste un des principaux moteurs d'innovation (Yang, 2008, Coutu, 2004, Patton and Zabinski, 2005b).

### 1.3 Cahier des charges

Les micro-commutateurs sont conçus avec l'objectif de pouvoir réaliser des contacts électriques, de façon fiable et répétable, un très grand nombre de fois. La durabilité, définie comme le nombre de cycles avant panne, est devenue le principal critère de fiabilité. Ainsi, l'entreprise RADANT MEMS, annonce plus de 100 milliards de commutations. Cela dit, ces critères dépendent pour beaucoup des conditions expérimentales, par exemple de l'intensité du courant à transmettre ou encore de la fréquence du cyclage. D'autres paramètres sont également à prendre en compte comme la perte d'insertion du composant ou à l'opposé, l'isolation à l'état ouvert mais aussi le courant consommé ou encore la tension requise pour l'actionnement. Une liste des paramètres les plus pertinents est dressée dans le Tableau 1 avec leurs valeurs usuelles, comparées à celles généralement recensées pour les technologies concurrentes.

Paramètres	RF $\mu$ -switch	PIN	FET
Tension d'actionnement (V)	20 - 80	3 - 5	3 - 5
Consommation courant (mA)	0	3 - 20	0
Temps de cyclage	1 - 200 $\mu$ S	1 - 100 ns	1 - 100 ns
Capacité (état haut) ( $\mu$ F)	1 - 6	40 - 80	70 - 140
Résistance (état bas) ( $\Omega$ )	0,5 - 2	2-4	4-6
Isolation (1-10 GHz)	++	+	-
Isolation (10-40 GHz)	++	-	--
Isolation (60-100 GHz)	+	-	---
Perte d'insertion (1-100 GHz) (dB)	0,05 - 0,2	0,3 - 1,2	0,4 - 2,5
Traitement de puissance (W)	< 1	0,81	0,70

Tableau 1 Bilan comparatif des principaux paramètres caractéristiques des technologies concurrentes, utilisées pour commuter un signal RF (Rebeiz, 2003).

## I.4 Structure

Il existe deux classes de micro-commutateurs RF : les commutateurs à contact capacitif et les commutateurs à contact métallique (aussi appelés micro-relais ohmiques). Les premiers, dont les contacts sont réalisés entre un métal et un diélectrique, sont plutôt employés en dérivation (entre la ligne de signal et la masse) et sont bien adaptés aux hautes fréquences ( $> 10$  GHz) (Patton and Zabinski, 2005a). Les seconds présentent des contacts métal/métal et sont utilisés en série, pour commuter le chemin du signal électrique entre deux lignes de transmission avec un signal applicable allant du continu à une fréquence de 6 GHz (Yang, 2008, Patton and Zabinski, 2005b). Ce sont ces derniers qui seront considérés dans cette étude.

Les micro-relais ohmiques peuvent présenter différents modes d'actionnement, dont les avantages et les inconvénients sont synthétisés dans le Tableau 2. Il existe des microswitches qui en combinent plusieurs, mais la technique la plus répandue reste l'actionnement électrostatique (Patton and Zabinski, 2005b) en particulier grâce à sa plus grande rapidité de commutation. Un exemple est présenté Figure 2. Entre l'électrode mobile et l'électrode d'actionnement, il existe une force électrostatique correspondant à une « tension d'actionnement ». Quand cette dernière dépasse une valeur seuil, l'électrode mobile s'abaisse jusqu'à réaliser un (ou plusieurs) micro contact(s) pour fermer le circuit. Les signaux peuvent alors être transmis. Quand les électrodes sont déchargées, le switch est ouvert et les lignes de transmission sont déconnectées.

Type d'actionnement	Electrostatique	Magnétique	Thermique	Piézoélectrique
Avantages	-Faible consommation électrique -Intégration aisée -Rapidité de commutation	-Bistable -Haute densité énergétique -Grande force d'actuation	-Haute densité énergétique -Grande force d'actuation -Intégration pas trop compliquée	-Faible consommation électrique -Faible tension d'actuation -Facilité d'intégration
Inconvénients	-Faible densité d'énergie -Risques de collage -Forte tension d'actuation	-Grande énergie d'actuation -Intégration difficile	-Grande consommation d'énergie -Lenteur	-Sensibilité à la température -Température de déposition non compatible avec emploi Au, Al...

Tableau 2 Avantages et inconvénients des différents modes d'actionnement des microswitches (Patton and Zabinski, 2005b)

La Figure 2 correspond à une structure de type « poutre », c'est-à-dire que l'électrode mobile (aussi appelé cantilever) n'est fixée qu'à une extrémité et que le contact métallique s'effectue de l'autre. Le « pont » est l'autre structure principalement utilisée ; l'électrode mobile est alors ancrée à chaque extrémité et le contact a lieu en son milieu.

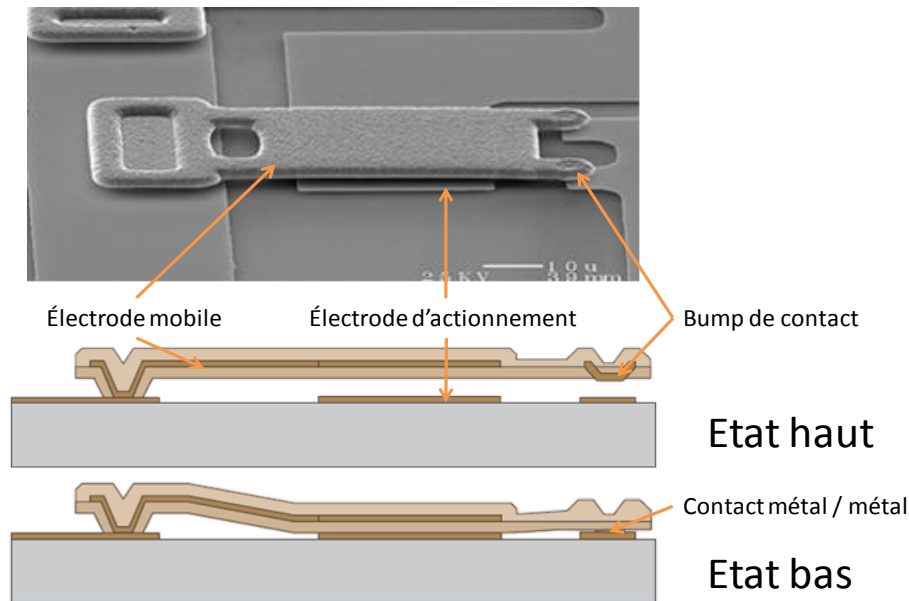


Figure 2 Micro-commutateur ohmique de type poutre à actionnement électrostatique (Northeastern University – Radant MEMS) et schématisation de la vue en coupe correspondante (Hyman and Mehregany, 1999, Bhushan, 2004)

Contrairement aux premiers MEMS, la plupart d'entre eux sont aujourd'hui fabriqués par micro-usinage de surface, une évolution directe des méthodes de fabrication des circuits imprimés permettant le traitement par lots. Il existe cependant une différence importante : les films déposés doivent être beaucoup plus épais, que ce soit pour obtenir un bon comportement mécanique des structures ou constituer des couches sacrificielles.

La taille typique d'un micro-commutateur est de quelques centaines de microns. L'épaisseur de l'électrode mobile (poutre ou pont) est préférablement assez importante ( $> 2 \mu\text{m}$ ). Ainsi,

- sa résistivité sera plus faible,
- le transfert de force sur le contact sera plus fiable,
- elle sera moins sensible aux contraintes résiduelles,
- la géométrie de l'ancrage pourra être optimisée pour ajuster finement la tension et la vitesse de commutation.

Les forces de contact rencontrées dans ces dispositifs atteignent des valeurs allant de quelques micro à plusieurs milli Newton (Pennec, 2009, Patton and Zabinski, 2005b) mais la plupart d'entre eux sont à faible force de contact : de 80 à 300  $\mu\text{N}$  (Brown, 2008). La vitesse d'impact, qui dépend des caractéristiques structurales du microswitch, de la fréquence d'actuation, de la tension d'actuation, est également de première importance puisqu'elle peut être à l'origine de l'usure prématurée du contact. Compte tenu de ces paramètres, la taille de ce dernier est de l'ordre de la centaine de nanomètres (Patton and Zabinski, 2005b).



## I.5 Environnement de fonctionnement

À cause de l'influence de la contamination mais aussi de l'humidité, le packaging impacte directement les performances du système. En particulier celui de niveau 0, qui encapsule directement l'instrument, est de premier intérêt : c'est lui qui détermine l'environnement de fonctionnement du MEMS. Il peut ne pas être hermétique, avoir un budget thermique élevé (c'est-à-dire qu'une grande quantité d'énergie thermique est transférée au composant lors de l'ensemble des opérations thermiques, fonction de leur température et durée), sous vide ou en atmosphère neutre... Jusqu'à présent, aucun micro-relais n'a présenté une bonne fiabilité sans packaging hermétique. De plus, le fonctionnement en atmosphère sèche ( $N_2$ ) ou sous vide est une nécessité pour assurer un contact fiable : l'influence directe de l'humidité sur le comportement des contacts électriques métal / métal a été démontrée expérimentalement (Tonck and et al., 1991). Un film surfacique d'eau condensée peut être à l'origine de forces adhésives et/ou de corrosion. Cela n'empêche pourtant pas l'adsorption d'un film de contamination, provenant en général des résidus de fabrication.

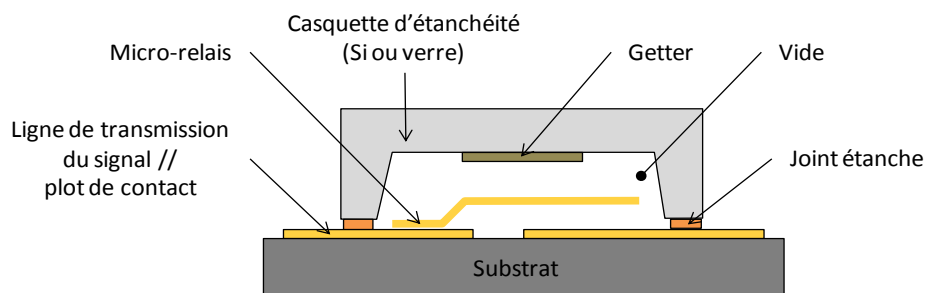


Figure 3 Exemple d'encapsulation standard de niveau 0 d'un micro-relais. Le getter (ou piège à gaz) permet d'assurer le vide.

## I.6 Matériaux

L'or est le matériau le plus employé et le plus étudié pour le contact à l'échelle microscopique. Il présente en effet l'énorme avantage d'être résistant à l'oxydation. Cependant, sa forte propension à l'adhésion et son faible point de fusion peuvent se révéler très handicapants pour le contact. C'est pourquoi, il est de plus en plus fréquent de trouver des revêtements minces d'autres métaux, plus résistants mais aussi moins conducteurs et plus sensibles à la contamination. De nombreuses études ont été menées pour sélectionner les meilleurs candidats au remplacement de l'or en tant que métal de contact. Les métaux nobles en particulier ont été considérés (Pt, Rh, Ru, W, Ir) mais ce sont surtout les alliages à bases d'or qui s'avèrent les plus prometteurs (Schimkat, 1998, Lee et al., 2006, Kwon et al., 2008b, Yang, 2008, Chen et al., 2007, Kwon and et al., 2007, Coutu et al., 2004, Coutu, 2004, Majumder et al., 1998). Dans tous les cas, le choix du matériau de

contact reste une affaire de compromis et sera détaillé plus loin, dans la première section du chapitre 2.

## 1.7 Mécanismes de défaillance

Les micro-commutateurs ohmiques présentent selon les applications deux modes de fonctionnement différents, ayant une influence très forte sur la fiabilité :

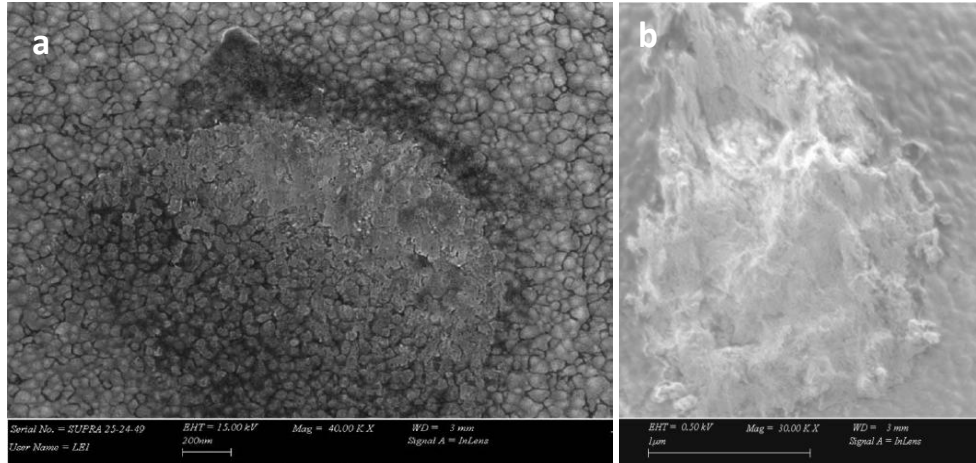
- le “hot-switching” (ou cyclage à chaud), défini comme le cyclage avec une différence de potentiel permanente au niveau du contact électrique, et
- le “cold-switching” (ou cyclage à froid), sans champ électrique à l’ouverture et la fermeture du relais.

L’utilisation du premier mode diminue drastiquement la durée de vie du relais. Or, il est requis pour les instruments radiofréquences puisque les micro-switches « cold-switched » ne gèrent pas le cyclage à fréquence élevée. Ainsi, beaucoup d’études sur les mécanismes de dégradation des microswitches sont poussées par le besoin de développer des dispositifs de haute fiabilité, condition nécessaire à leur commercialisation massive. Elles ont montré que le contact électrique constituait le facteur limitant. Ses mécanismes d’usure sont multiples et dépendent grandement des conditions d’utilisation comme indiqué dans le Tableau 3.

<b>Mode de fonctionnement</b>	Hot-switching (grand champ électrique : 6 V) (courant 1 mA)	Hot-switching (faible champ électrique : < 1 V) (courant 1 mA) Cold-switching (courant 1 A)	Cold-switching (courant 1 mA)
<b>Principaux mécanismes d’usure</b>	évaporation de champ (transfert de matière dans la direction du champ électrique)	usure activée thermiquement (ramollissement du matériau, fusion et parfois vaporisation)	adhésion (transfert de matière) contamination (fretting)

*Tableau 3 Mécanismes d’usure du contact dans les micro-relais en fonction du mode de fonctionnement (Yang, 2008, Patton and Zabinski, 2005b). Les valeurs de tension de circuit ouvert indiquées correspondent à un gap estimé à 100 nm.*

L’arc électrique est parfois aussi présenté comme un mécanisme de dégradation dans le cas du « hot-switching » mais aucune preuve expérimentale n’a été apportée pour l’instant pour le contact réel dans les micro-relais (Yang, 2008).



*Figure 4 Usure du contact après  $10^6$  cycles pour (a) alliage Au-Ru20% et (b) Au (McGruer et al., 2006, Chen et al., 2007). La contamination d'hydrocarbures est visible pour l'alliage (zones sombres) tandis que du transfert de matière est observé pour l'or pur.*

L'usure provoquée par cyclage à froid est de plusieurs ordres de grandeur en dessous des autres. Elle constitue le phénomène d'intérêt pour cette étude, plus particulièrement aux faibles courants. Les fortes intensités correspondent en effet à des densités de courant pouvant mener à des températures suffisamment élevées pour ramollir ou faire fondre les aspérités de contact, modifiant ainsi complètement la morphologie de la surface. Des courts-circuits par formation de nanofils sont même quelquefois observés (Brown, 2008). Les résultats obtenus sous faible force ( $\mu\text{N} \rightarrow \text{mN}$ ) et faible courant ( $\mu\text{A} \rightarrow \text{mA}$ ) indiquent que ce sont des films continus adsorbés à l'air ambiant qui dégradent la résistance de contact. La nature de ces films ainsi que leur formation et leurs effets seront étudiés plus loin (4.6). En général, un millier de cycles est alors requis pour obtenir une résistance de contact stable, ce qui correspond à la destruction partielle du film adsorbé et à la déformation (plastique) des aspérités (Figure 5). L'influence de la contamination ne s'arrête pas là puisqu'elle peut être à l'origine de l'usure par « fretting ». Il s'agit de la formation progressive d'un film isolant, provoquant l'augmentation de la résistance de contact, pour finalement aboutir à un contact non conducteur (Kwon et al., 2008b, Gregori and Clarke, 2006, Yang, 2008, Hyman and Mehregany, 1999). Ceci concerne la plupart des métaux sauf l'or et ses alliages faiblement alliés, non sujet à contamination. Ces derniers sont par contre très sensibles aux forces d'adhésion, qui peuvent entraîner un endommagement de la surface et du transfert de matière (usure adhésive) (Figure 4) (Yang, 2008). Enfin, le collage du contact se produit lorsque la force de liaison adhésive est plus importante que la force de séparation mécanique ou suite à la fusion du matériau de contact, en présence de courants importants.

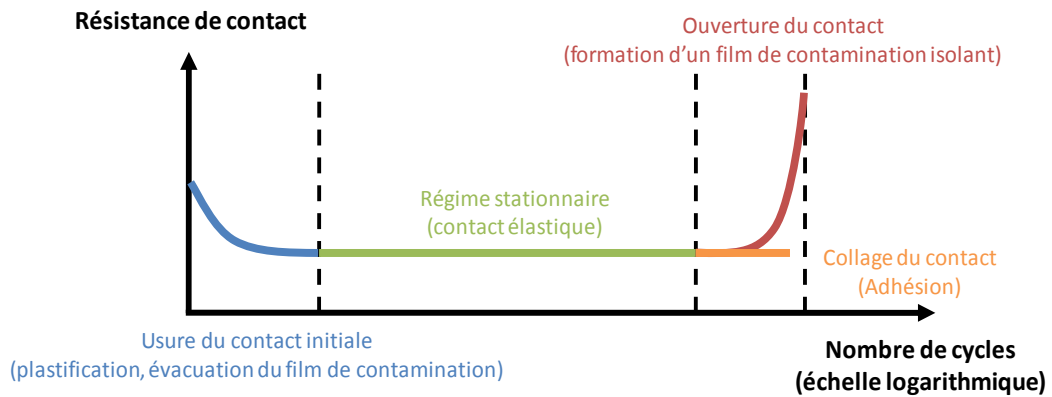


Figure 5 Évolution de la résistance de contact en fonction du nombre de cycles pour la durée de vie d'un micro-commutateur (Broue et al., 2009). La panne par collage correspond à l'or et à ses alliages faiblement alliés. Pour les autres métaux, la résistance de contact augmente progressivement jusqu'à ce que le contact devienne non-conducteur.

En résumé, la majorité des défaillances des micro-relais ohmiques sont directement liées à la fiabilité du contact métallique. Or, comprendre les mécanismes de dégradation impliqués est un véritable défi : il y a de fortes interactions entre les différents paramètres électriques, mécaniques et thermiques, sans négliger l'influence de l'environnement de fonctionnement. La Figure 6 dresse, de manière imagée, un bilan des différents facteurs intervenant dans le contact électrique. La manière dont chacun d'eux intervient sera détaillée dans la partie théorique de ce chapitre.

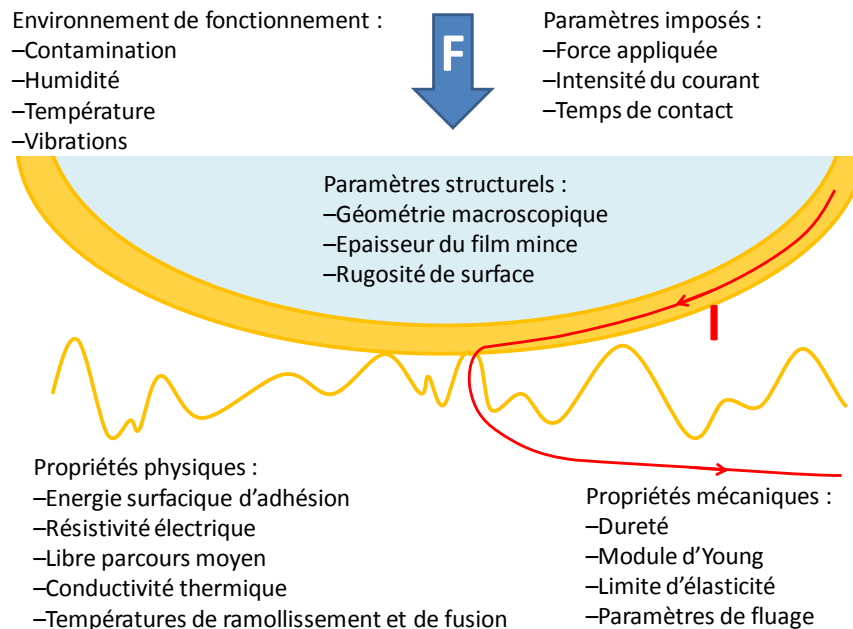


Figure 6 Bilan schématisé des différents paramètres à prendre en compte pour appréhender le contact électrique.

## **Conclusion**

Cet état des lieux sur la situation des micro-commutateurs montre que ces composants n'arrivent pas à se généraliser, d'abord à cause de leur coût mais aussi et surtout à cause de leur fiabilité pas encore maîtrisée. Ils font ainsi en ce moment l'objet d'efforts intensifs de recherche, en particulier sur le contact électrique, qui constitue le point faible des micro-relais : le contact métal/métal détermine non seulement la résistance de contact, qui est directement reliée à la perte d'insertion, mais aussi les mécanismes de défaillance. Ce n'est que par une meilleure connaissance des phénomènes qui le régissent à cette échelle que des solutions pourront être envisagées. De plus, un nombre important de facteurs influençant la qualité et la fiabilité du contact a été mis en évidence dans cette partie et souligne la complexité de la physique du microcontact. Le besoin d'étudier chaque paramètre de manière indépendante est crucial afin de mieux appréhender leur impact sur le comportement du contact.

## 2 Caractérisation et performance des contacts : présentation des dispositifs expérimentaux employés pour réaliser un contact électrique

---

### Introduction

La mise au point d'un micro-commutateur fiable et performant ne peut se faire qu'à travers une étude du contact électrique en grande partie expérimentale. Or effectuer des essais avec différents matériaux sur des micro-relais réels pose de sérieuses difficultés : d'abord, seulement certains matériaux sont acceptés dans les usines de fabrication et ensuite les procédés de fabrication doivent être optimisés. Ainsi, plusieurs mois sont nécessaires pour fabriquer un lot de composants de test dédiés à un seul matériau de contact ; ce qui a fortement limité la gamme de matériaux étudiés pour les microswitches (Yang, 2008). La fabrication de véhicules de test est en générale plus simple. Pour cette raison, différents types de dispositifs expérimentaux ont été développés.

---

### 2.2 Test in situ

Quand cela est possible, l'utilisation directe d'un micro-relais reste la voie préférable pour tester le contact électrique en condition réelle. Elle n'est pas exempte d'inconvénients pour autant : en dehors du temps de réalisation, la méconnaissance de la force réellement appliquée et de la morphologie du contact peut être handicapante pour transposer les résultats à d'autres structures. De plus, même en cas de mesures de type 4 fils (cf. chapitre 2), la résistance obtenue est souvent un ordre de grandeur au-dessus de celle attendue à cause de la contribution du packaging (lignes de transmission, wirebonding...).

Le micro-relais de Radant MEMS - Northeastern University est l'un des plus anciennement étudiés (Majumder et al., 1998, Yan et al., 2003, Majumder et al., 2001). Il est constitué d'une double poutre cantilever et le contact électrique se fait sur une surface d'environ  $5 \mu\text{m}^2$ , via deux bumps de contact en or montés en parallèle. La résistance électrique mesurée vaut  $2\text{--}3 \Omega$  pour une force de contact de  $100 \mu\text{N}$ . Elle atteint  $0,1 \Omega$  après  $10^5$  cycles à froid sous azote et pour un courant de  $4 \text{ mA}$ , mais passés  $10^6$  cycles, soit elle augmente progressivement soit la structure reste collée.

Ce micro-commutateur est comparé à celui commercialisé par wiSpry dans une enceinte cryogénique en environnement ultravide (Brown, 2008, Brown et al., 2009). Le micro-relais de wiSpry est constitué d'une simple poutre cantilever munie de deux bumps de contact ( $\varnothing = 5 \mu\text{m}$ ) montés en série. L'or est encore le matériau de contact et les résistances généralement obtenues sont de l'ordre de  $1,5 - 2 \Omega$ . Les mesures de résistance de contact se font le relais fermé, à courant constant, une fois par seconde pendant la durée du test (de 30 à 90 minutes). À température ambiante, une décroissance de la résistance en fonction du temps est observée. La diminution pouvant aller jusqu'à 20 % de la valeur initiale s'explique par le fluage du contact. Cette étude approfondit les résultats obtenus dans (Rezvanian et al., 2007, Rezvanian et al., 2008) où une relation entre la résistance et le temps a été observée et décrite par une loi de puissance. Celle-ci sera commentée plus tard (cf. section 6 du présent chapitre et chapitre 4). Ici, les données expérimentales montrent en plus une diminution de la résistance globale ainsi que du fluage à 77 K et 5,6 K. Le premier phénomène est dû à la diminution de la résistivité du métal avec la température et le second met en évidence l'influence de cette dernière sur le mécanisme de fluage.

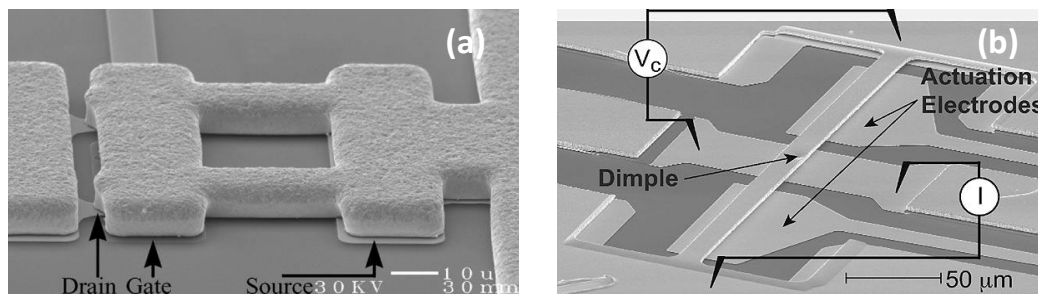


Figure 7 Images MEB des micro-relais de (a) Radant MEMS (Majumder et al., 2001) et (b) étudié dans (Jensen et al., 2005a).

L'influence de la température est également étudiée dans (Jensen et al., 2005a, Jensen et al., 2005c, Jensen et al., 2004b, Jensen et al., 2004a, Jensen et al., 2005b) mais pour des valeurs supérieures à l'ambiante. Ces travaux portent sur un micro-commutateur de type pont dont le matériau de contact est de l'or déposé par pulvérisation. Le composant est placé dans une chambre environnementale sous vide et réglée en température. Le courant est de plus limité au milliampère. Les résultats les plus intéressants concernent l'évolution de la résistance de contact mesurée en fonction du temps et de la température pour un contact fermé. Si à température ambiante une légère diminution de la résistance est observée, probablement due au fluage, l'augmentation de la température provoque une forte diminution de la résistance (Figure 8). L'effet de la force sur cette dernière est par contre négligeable, avec une diminution de 4 % pour une force passant de 80 à 218  $\mu\text{N}$ . Par ailleurs, une augmentation de la résistance de contact  $R_c$  avec le nombre de cycles est observée. Enfin, cinq modèles de la même structure mais présentant des surfaces nominales de contact différentes sont utilisés pour déterminer les paramètres influençant le plus le temps d'ouverture du relais. Ainsi, celui-ci est plus élevé lorsque l'aire de contact apparente ou la force de séparation est plus importante ou bien si la résis-

tance de contact mesurée est plus faible. Ces trois paramètres sont en fait reliés et font intervenir les forces d'adhésion.

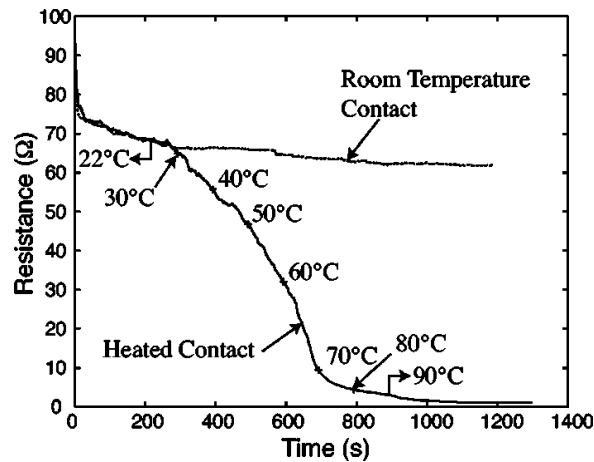


Figure 8 Évolution de la résistance de contact mesurée en fonction du temps pour un contact chauffé et à température ambiante (Jensen et al., 2005c).

Un micro-relais au design innovant est présenté dans (Ke et al., 2009) : l'électrode mobile y est une membrane ondulée qui encapsule le contact et permet de protéger le contact de la contamination dès la fabrication. L'article compare aussi les performances obtenues en hot-switching pour un contact Au / Au et avec une couche surfacique de 50 nm de Ru. La deuxième configuration présente des résistances de contact 2 à 3 fois plus élevées mais une durée de vie 10 fois supérieure ( $10^8$  cycles) à 1,6 mA. Ce phénomène est accentué à 10 mA, même si la durée de vie des deux diminue fortement ( $10^7$  cycles max.). La panne est provoquée par stiction pour l'or et par l'augmentation brutale de la résistance pour le ruthénium.

Un micro-relais à actionnement piézo-électrique est mis à contribution dans (Kwon et al., 2008b, Kwon and et al., 2007). Il permet de comparer les résultats obtenus avec un contact Au / Au et Au / Ir. Cette dernière configuration correspond à des résistances cinq fois plus élevées mais autorise des puissances trois fois plus élevées.

L'étude (Vincent et al., 2008) se distingue par une enquête minutieuse de la dégradation du contact dans un micro-commutateur à actionnement magnétique développé par Schneider Electric. Les performances de ce micro-relais destiné à être employé comme capteur de positionnement sont développées dans (Coutier et al., 2009). Il est constitué d'une membrane mobile ferromagnétique supportée par deux bras de torsion pouvant se déformer élastiquement pour permettre le contact sur deux lignes de conduction en parallèle. De l'or électro déposé sur une épaisseur  $1,5 \mu\text{m}$  constitue le matériau de contact. Les tests d'endurance consistent en du cyclage à chaud. Ainsi pour une tension imposée de 5 V et un courant limité à 1 mA, les trois stades de l'évolution de la résistance électrique au cours de la durée de vie du composant sont retrouvés (Figure 5) : la résistance diminue sur le premier millier de cycles environ. Cette période de rodage correspond à une augmentation de la surface de contact par plastification des aspérités. Celle-ci est grandement facilitée par le flux de courant. Aucune dégradation n'est en effet observée lors du cyclage ex-



clusivement mécanique ( $> 2 \cdot 10^8$  cycles). La majeure partie de la vie du composant reste ensuite stable jusqu'à la dégradation finale qui se manifeste par un accroissement brutal de la résistance, alors de deux ordres de grandeur supérieure valeur initiale ( $200 \Omega$ ), après un million de cycles. L'observation des contacts montre que seulement l'un d'entre eux est endommagé : transfert de matière et présence d'une couche de contamination carbonée. À cause des déformations mécaniques, les deux contacts ne se ferment pas simultanément et le premier contact à se fermer est aussi le dernier à s'ouvrir. Par conséquent, il est le seul à subir tous les phénomènes d'ouverture/fermeture du contact à chaud (arc électrique, pont fondu...). En fait, la panne intervient quand le transfert de matière est si important que le second contact ne parvient plus à se fermer. Le courant ne passe alors plus que dans le contact endommagé dont la contamination induit la très forte résistance électrique. Pour limiter le transfert de matière, les contacts en or sont recouverts d'une couche de 100 nm de ruthénium. Malgré une augmentation de la résistance ( $1,5 \Omega$ ), il remplit bien sa fonction. Par contre, la situation empire vis-à-vis de la carbonation car le ruthénium étant un matériau catalytique, elle est présente même en cyclage mécanique. Enfin, soumis à des conditions encore plus sévères (14 V, 10 mA), encore plus de transfert de matière est observé, consommant progressivement l'or sur toute son épaisseur et révélant le nickel sous-jacent. À ce point (après  $10^4$  cycles), le relais reste fermé.

Quelquefois, ce type de dispositif fait appel à un actionneur extérieur au composant. Il doit cependant être capable d'appliquer une faible force de façon contrôlée sur la poutre ou le pont. Un nanoindenteur est ainsi parfaitement adapté puisqu'il permet d'une part d'appliquer les mêmes forces que dans les MEMS et d'autre part de mesurer le déplacement correspondant. De cette manière, l'instrument donne en plus accès aux raideurs des structures ou à la mesure de forces d'adhésion. Il est par exemple utilisé sur des structures de types pont, identiques aux micro-relais réels mais dépourvues de mécanisme d'actionnement (Broue et al., 2009). L'étude concerne le contact Au / Au avec des bumps de  $5 \mu\text{m}^2$  sous des charges allant jusqu'à  $150 \mu\text{N}$  et soumis à différentes intensités de courant (de 1 à 100 mA). Celles-ci étant très élevées, l'échauffement par effet Joule devient également important et cela revient finalement à étudier l'influence de la température sur le comportement du contact. Aux plus fortes intensités, la résistance de contact est moindre, de même que la décroissance en fonction du temps : une forte densité de courant dans les aspérités mène à un établissement rapide d'une grande aire de contact, qui à son tour conduit à une réduction de la contrainte et donc du fluage. La température de ramollissement de l'or est en effet dépassée ici dès que  $I > 30 \text{ mA}$ .

Le même principe est repris dans (Gregori and Clarke, 2006) mais pour une étude purement mécanique. Un micro-relais de Rockwell Scientific est utilisé. Il s'agit d'une structure de type pont mais avec une géométrie en H, dotée de 4 bumps de contacts aux extrémités (Au). Le cyclage du composant est effectué de manière autonome (actionnement électrostatique) un certain nombre de fois, puis le nanoindenteur est employé pour mesurer la force d'adhésion. Celle-ci augmente avec le nombre de cycles et montre ainsi que la panne par collage provient des con-

tacts et non pas de la structure elle-même. L'hypothèse du fluage en tant que mécanisme responsable de l'augmentation de l'adhésion est suggérée.

---

## 2.3 Utilisation d'un SPM

L'emploi d'un appareil de type SPM (pour Scanning Probe Microscopy qui est un terme générique regroupant entre autres le microscope à force atomique AFM ou le microscope à effet tunnel STM) permet de réaliser le contact à l'échelle nanométrique grâce à l'utilisation d'une pointe conductrice. Il ne nécessite pas forcément beaucoup d'efforts de mise au point si l'instrument utilisé est déjà pourvu d'un mode électrique d'imagerie. Ce dispositif est donc relativement répandu.

Ce système est mis à profit dans (Tringe et al., 2003). 50 nm d'or sont déposés par pulvérisation sur une pointe en tungstène de 800 nm de rayon de courbure. Le contact s'effectue entre couches minces d'or électro déposées, sous azote, pour un courant allant de 0,01 à 1 mA. Une couche de contamination est observée, même après exposition à l'ozone : son épaisseur et sa composition restent inchangées. Par contre, elle devient trois fois plus conductrice.

Un SPM modifié est utilisé dans (Chen et al., 2007, McGruer et al., 2006) pour comparer Au, Pt, Rh, Ru et leurs alliages avec l'or : les pointes sont remplacées par des bumps de contact placés au bout d'un cantilever (Si). Ces bumps mesurent 1  $\mu\text{m}$  de haut et présentent une extrémité plane circulaire de 2,5  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les matériaux sont déposés par pulvérisation sur une épaisseur de 300 nm. Des tests en cyclage sont réalisés à l'air ambiant pour des forces appliquées de 200 – 250  $\mu\text{N}$  sous 1 mA. Il est observé que tous les matériaux, hormis l'or et les alliages avec un très fort pourcentage d'or, connaissent la défaillance par contamination (fretting). De plus, la résistance de contact initiale correspond globalement à la résistivité du matériau, c'est-à-dire qu'elle est beaucoup plus élevée pour les alliages. Ce même dispositif est aussi utilisé pour observer les forces de séparation, nécessaire à l'ouverture du contact (Chen et al., 2008). Les bumps de contact sont cette fois-ci hémisphériques (15  $\mu\text{m}$  de rayon de courbure) et recouverts de 250 nm d'or. Il apparaît que la fréquence du cyclage conditionne le mode de séparation (plus le temps en contact est long, plus la force d'adhésion est importante) et que l'application d'une force plus importante aboutit à une force d'adhésion plus importante. La force d'adhésion proviendrait de la présence d'un film d'eau pour les séparations fragiles alors que le fluage serait impliqué dans les séparations ductiles (cf. 3.2 pour les explications relatives aux modes de séparation).

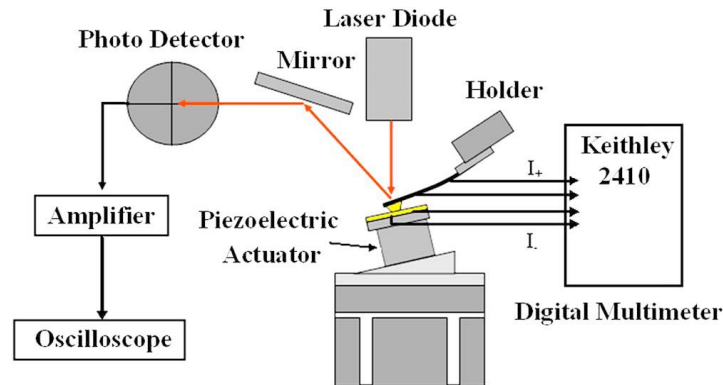


Figure 9 Schématisation d'un dispositif standard utilisant un SPM pour réaliser le contact électrique (Chen et al., 2007)

Dans (Yang, 2008), le cantilever d'un micro-relais (ici, le modèle de wiSpry) est ôté et fixé sur un support de pointe AFM. Le reste du composant, avec en particulier la zone de contact, est placé sur le porte-échantillon. De cette manière, l'AFM fonctionnant en mode « tapping » permet de réaliser un cyclage du contact à haute fréquence. Ce dispositif pose néanmoins quelques problèmes géométriques et ne permet pas de reproduire une configuration du contact à l'identique du composant réel. Il facilite par contre l'étude de matériaux de contact alternatifs, et en particulier de l'effet d'addition de Ni à Au en différentes proportions sur la résistance électrique ainsi que sur la durée de vie du contact.

Enfin, (Budakian and Putterman, 2002) utilise un SPM pour réaliser des contacts Au /Au et Au /Pt entre deux sphères pleines de 200  $\mu\text{m}$  et 2 mm de diamètre provenant de fils de bonding fondus. La conductance est enregistrée au cours du contact mais les valeurs ne sont pas rapportées directement. Un résultat intéressant émerge néanmoins : la mise en contact de surfaces métalliques conduit à une déformation plastique spontanée, indépendante de la charge appliquée. La déformation serait due à des liaisons qui se forment à l'échelle de l'angström et se poursuivent jusqu'à l'échelle nanométrique sur une échelle de temps plus longue.

---

## 2.4 Autres dispositifs utilisés pour réaliser le contact électrique

### 2.4.1 À l'échelle microscopique

---

Grâce à l'utilisation de dispositifs expérimentaux spécifiquement conçus pour réaliser un contact, il devient possible d'utiliser des échantillons aux géométries variées, plus simples à fabriquer ; par ailleurs, leur mise en place est bien souvent facilitée.

Ainsi, le dispositif présenté par (Hyman and Mehregany, 1999) réalise un contact électrique entre une pointe en tungstène et un substrat plan en silicium, tous deux plaqués or. La mesure est de type 4 fils avec une intensité imposée de 0,1 à 200 mA. La force est appliquée par un actionneur piézoélectrique, de 100 à 500  $\mu\text{N}$ ,

et les résistances mesurées correspondantes vont de 70 à 120 m $\Omega$ . Du transfert de matière est observé, exclusivement de la cathode vers l'anode.

Ce procédé très simple à mettre en œuvre (car ne nécessitant aucune étape de micro fabrication pour réaliser les véhicules de test.) est retrouvé quasiment à l'identique dans (Vincent et al., 2009), qui ajoute une composante de cyclage. Le contact est réalisé entre une lame mobile en FeNi provenant d'un reed switch commercial et une pointe en WC de quelques microns de rayon de courbure utilisée dans les bancs de test électrique. Un actionneur piézoélectrique effectue la mise en contact de la lame avec la pointe à une force donnée (ici 250  $\mu$ N), contrôlée par un capteur de force placée sous cette dernière. Le cyclage s'effectue en utilisant un électro-aimant positionné au-dessus de la partie mobile, qui ouvre le contact en attirant la lame (Figure 10 (a)). Il est réalisé à chaud (tension de 5 V imposée et limitation de courant à 1 mA) dans un environnement N<sub>2</sub>. À une fréquence de quelques Hertz. Le problème de cette étude est que seule la lame est recouverte d'or (700 nm), d'où un contact dissymétrique peu favorable car la pointe est extrêmement dure par rapport à l'or. Un cratère de 6  $\mu$ m de diamètre est ainsi observé sur l'électrode mobile, avec des traces d'oxydation ou de contamination au fond. En fait, il y a érosion de l'or sur une centaine de cycles ; ce qui expose le rhodium sous-jacent, connu pour être sujet au fretting. D'où l'augmentation de la résistance en 3 temps, qui atteint 1500  $\Omega$  après quelques milliers de cycles seulement.

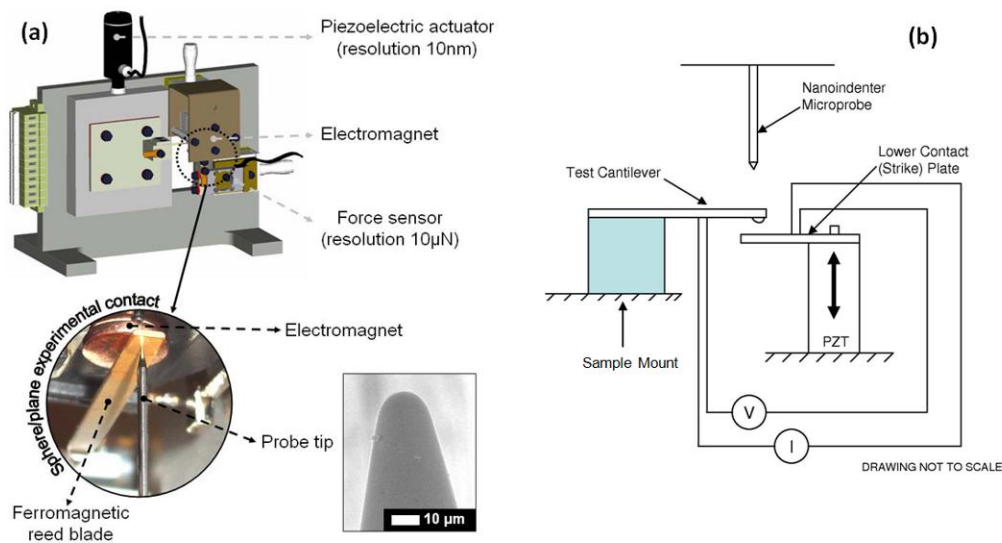


Figure 10 (a) Montage expérimental permettant le cyclage du contact entre une pointe en tungstène et un substrat plan (Vincent et al., 2009) (b) Dispositif de test en deux parties mimant un micro-relais présenté dans (Gilbert et al., 2008)

La même configuration de contact (pointe W et substrat Si) est utilisée dans (Ma et al., 2007) mais ici la pointe est fixée sur la tête d'un « pico indentateur » (ne correspondant pas à une quelconque évolution d'un nanoindentateur), utilisé pour taper le substrat avec un impact et une force contrôlés. Plusieurs matériaux sont testés (Au, Rh et AuNi) et une attention particulière est portée à la contamination des échantillons. En effet, la résistance mesurée avec Rh augmente au fil des jours bien

que les échantillons soient conservés sous azote. Au et AuNi ne semblent pas être affectés et présentent des résistances électriques bien inférieures.

(Jang et al., 2007) présente une solution qui pourrait presque s'apparenter à un test *in situ* : le véhicule de test consiste en une puce supérieure, munie d'une « pointe » supportée par 4 ressorts et en une puce inférieure contenant le pad de métal à tester. Les deux puces sont soudées ensemble mais sont aisément détachables afin d'observer la surface de contact (par AFM) après les expériences. La charge est appliquée par un nanoindenteur sur la « pointe » de la puce supérieure (160 mN). Il s'agit en fait d'une structure parallélépipédique dont la base de 300x300  $\mu\text{m}$  est recouverte du métal de contact (1  $\mu\text{m}$  de Al). La structure permet d'effectuer une mesure électrique équivalente 4 fils. Un cyclage à chaud avec un courant de 1 A est effectué mais très vite la résistance mesurée augmente (x2 au bout de 10 cycles) et du transfert de matière est observé, toujours de la cathode vers l'anode.

Le principe du véhicule de test en deux parties pour observer avec plus de facilité les contacts est aussi présent dans (Gilbert et al., 2008). Une poutre cantilever munie d'un bump de contact arrondi à son extrémité est opposée à une plaque du même matériau fixée sur un transducteur piézoélectrique. Ce dernier permet d'effectuer le cyclage à une fréquence maximale de 100 Hz. Les deux membres du contact sont recouverts de 300 nm d'or par pulvérisation. Ce dispositif cherche à ressembler à un micro-relais de type poutre mais dans les faits, il ressemble beaucoup au dispositif de (Chen et al., 2007) employant un SPM et présenté plus haut. Il est schématisé Figure 10. Sur cette image est aussi présenté un nanoindenteur qui permet tous les 10 000 cycles de réaliser des mesures mécaniques – électriques. Les tests de cyclage sont effectués à l'air, en hot-switching avec un courant imposé de 0,5 mA et pour une force de contact de 400  $\mu\text{N}$ . Dans ces conditions, la panne survient après 60 000 cycles par adhésion. L'observation des zones de contact après test laisse en effet apercevoir au sommet du bump lissé par les contacts répétés, la manifestation typique d'une séparation ductile.

## 2.4.2 À l'échelle macroscopique

---

En règle générale, ce type de dispositif ne prétend pas correspondre au contact réel des microswitches : même si les pressions moyennes peuvent être équivalentes (application de forces de contact plus importantes sur des surfaces de contact plus grandes), la géométrie du contact est différente. Or celle-ci a une forte influence sur la distribution de contraintes et de température à travers le contact, et par conséquent sur ses performances et ses mécanismes de défaillances. Cependant, la physique du contact est mieux connue à l'échelle macro et permet de procéder plus facilement à des validations théoriques de l'expérimentation. Mais c'est surtout grâce à une mise en œuvre plus aisée que ces dispositifs trouvent leur place, simplifiant par exemple la comparaison entre matériaux de contacts.

Dans son livre de référence sur le contact électrique (Holm, 1967), Holm introduit le concept du contact entre barreaux croisés conducteurs. Il s'agit d'une solution simple pour tester les matériaux désirés, permettant une définition géométrique identifiée et reproductible du point de contact. Il illustre aussi le dispositif de

la balance que nous reprendrons dans nos expérimentations (chapitre 2). Chacune de ses observations est réalisée entre des zones de contact vierges nettoyées au préalable à l'aide de solvants. Parmi les résultats obtenus, on retiendra surtout les phénomènes de soudure à froid et de cassures des films de contamination, à l'origine de sauts dans les courbes « résistance – force ». Comme il sera montré dans le chapitre suivant, un tel dispositif employé à bon escient peut être un très bon choix pour comparer rapidement et efficacement différents matériaux de contact.

Un instrument expérimental conçu pour étudier les forces interfaciales et les propriétés rhéologiques d'un liquide entre deux solides (Tonck et al., 1988) a été mis à contribution pour effectuer le contact électrique (Tonck and et al., 1991). Une sphère en silice fondue de rayon 3,5 mm est mise en contact (et retirée) avec une plaque en silicium via une colonne à extension thermique couplée à un cristal piézoélectrique. Les deux échantillons sont recouverts d'une couche d'accroche de 400 Å de cobalt et de 600 Å d'or. Bien que l'expérience soit réalisée en atmosphère sèche ( $P_2O_5$ ), la conduction électrique semble se faire par effet tunnel et les forces d'adhésion mesurées révèlent la présence d'une substance intermédiaire entre les conducteurs, interprétée de façon plausible comme de l'eau condensée avec addition de contaminants organiques.

Un dispositif semblable est utilisé dans (Patton and Zabinski, 2005b, Patton and Zabinski, 2005a) : il se sert également d'un appareil de micro adhésion avec actionneur piézoélectrique, modifié pour permettre la mesure de résistance électrique. Des forces de 20  $\mu\text{N}$  à 1 mN sont appliquées entre un échantillon plan et une sphère de 1,6 mm de diamètre, tous deux recouverts d'or. La mesure électrique est réalisée en mode 4 fils avec des courants de 10  $\mu\text{A}$  à 10 mA. Le premier type de test consiste à réaliser un cycle de contact rapide (1 s) à 200  $\mu\text{N}$  tout en mesurant la résistance électrique (Figure 11 (a)). Or celle-ci reste stable pendant toute une période correspondant à la phase de retrait et la rupture du contact est retardée ( $t_2$ ). Deux explications sont avancées : soudure du contact (necking) et déformation plastique conduisant à une aire de contact plus grande lors de la décharge que lors de la charge.

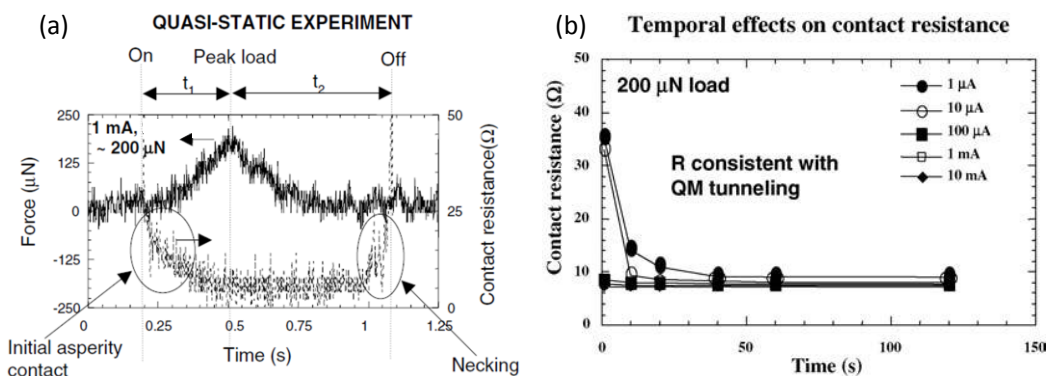


Figure 11 Mesures de résistance électrique pour (a) test de charge – décharge à 320 nm/s et (b) palier de force constante (200  $\mu\text{N}$ ) (Patton and Zabinski, 2005b).

Le second type de test implique de maintenir un déplacement constant et d'observer l'évolution de la résistance électrique et de la charge en fonction du

temps (Figure 11 (b)). Une forte diminution de la résistance électrique est constatée au début de l'essai, correspondant à du fluage. Cette hypothèse est vérifiée par observation de relaxation (diminution de la force mesurée). Cependant, cette décroissance n'intervient qu'aux faibles courants, ce qui pourrait s'expliquer par une fusion des aspérités aux intensités plus importantes. Par ailleurs, en considérant seulement les valeurs de résistances stabilisées, il est montré que les effets de la force sont négligeables, en particulier par rapport à ceux de l'intensité : la résistance diminue avec l'intensité et ce d'autant plus que le courant est faible ( $< 100 \mu\text{A}$ ). Ceci semble indiquer que le mécanisme de transfert de charge dominant est l'effet tunnel, d'autant plus qu'une analyse Auger de la surface démontre la présence d'un film de contamination hydrocarboné sur la surface des électrodes. Enfin, il est constaté que le vieillissement du contact à l'air réduit l'adhésion, probablement par la passivation partielle du contact.

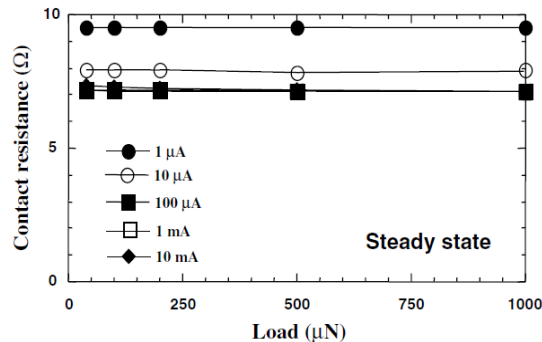


Figure 12 Résistance de contact en fonction de la force appliquée pour différentes intensités de courant. Les valeurs représentées sont celles obtenues après 120 s de contact maintenu à force constante (Patton and Zabinski, 2005b).

C'est encore une fois un actionneur piézoélectrique qui est mis à profit par (Kwon and et al., 2007, Kwon et al., 2008a, Kwon et al., 2008b). La force est mesurée par une balance de précision et varie de  $10 \mu\text{N}$  à  $10 \text{ mN}$ , tandis que les courants appliqués vont du  $\text{mA}$  à  $100 \text{ mA}$ . Dans une première étude, le contact est réalisé entre des échantillons hémisphériques de  $2 \text{ mm}$  de rayon de courbure et plans. Ils sont faits de verre, sur lequel est déposé de l'or par pulvérisation sur des épaisseurs de  $1,3 \mu\text{m}$  et  $0,45 \mu\text{m}$ . La procédure de test consiste en une charge - décharge par contrôle en déplacement. L'article se focalise sur la force de contact minimum à appliquer pour assurer un contact électrique stable. Il est observé que les échantillons de plus grande épaisseur mais également deux fois plus rugueux requièrent une force de contact plus importante pour entrer en régime stable. Par contre, la résistance obtenue est alors bien plus faible. L'intensité du courant joue aussi un rôle sur cette force, plus elle est importante plus cette force sera faible mais la fiabilité réduite – ramollissement. Dans la deuxième étude, des combinaisons de métaux différents sont observées.  $500 \text{ nm}$  de Au, Pt ou Ir sont déposés sur des cylindres pour correspondre à une configuration de type barreaux croisés. Soumis à  $100 \text{ mA}$  et  $10 \text{ mN}$ , le contact présente une résistance électrique allant dans le sens des résistivités combinées des métaux. En ce qui concerne la durée de vie en cyclage ( $100 \text{ Hz}$ ),

c'est la dureté combinée qui détermine le nombre de cycles avant échec. Ainsi, l'emploi de matériau dissymétrique sur un contact semble constituer une solution intermédiaire entre le contact Au /Au et les matériaux durs en terme de durée de fonctionnement et de résistance électrique.

Un nanoindenteur modifié est utilisé (Dickrell and Dugger, 2005, Dickrell and Dugger, 2007) pour examiner les effets de la contamination sur les surfaces de contact. Le contact est réalisé sous azote, entre une sphère de 1,6 mm de diamètre recouverte de 500 nm d'or et un plan avec 200 nm de Pt. La résistance électrique est mesurée en 4 fils, sous 3 mA, pour une charge – décharge en force à 20  $\mu\text{N/s}$  avec un plateau de 3 s à 100  $\mu\text{N}$ . Ici aussi, la résistance n'évolue pas conformément à la charge appliquée (Figure 13) en particulier lors de la phase de décharge. D'importantes forces d'adhésion sont par ailleurs observées. Elles diminuent avec le nombre de cycles alors que la résistance électrique augmente ; ceci correspondant à la contamination de l'interface du contact.

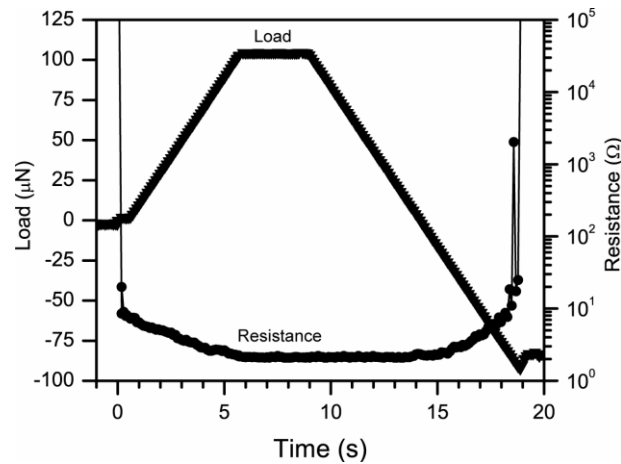


Figure 13 Résistance de contact en fonction du temps pour un essai de type charge décharge à 20  $\mu\text{N/s}$  sous 3 mA. Le cycle se fait à chaud mais la tension est limitée à 3,3 V de la force appliquée pour différentes intensités de courant (Dickrell and Dugger, 2005).

Enfin, un dispositif impliquant une caméra thermique résolue en temps est conçu afin d'observer l'aire de contact réel (Poizat et al., 2008). La caméra infrarouge (IR) est focalisée sur l'aire de contact apparente pour observer l'échauffement local dû à la constriction du courant dans les spots conducteurs. Elle est placée sous une électrode plane transparente à l'IR, recouverte d'un film mince d'aluminium évaporé, épais de 5  $\mu\text{m}$ . L'électrode supérieure est une demi-sphère de rayon 5 mm, constituée à 95 % d'aluminium. La force appliquée vaut 1 ou 2,5 N et l'intensité du courant à travers le contact varie de 0,1 à 2 A. Le principe de mesure est le suivant : une première image de référence est prise à  $I = 0$ , une seconde est capturée une fois l'équilibre thermique atteint (quelques secondes). Ensuite, une soustraction pixel à pixel des deux images est réalisée et l'image résultante reflète alors uniquement l'échauffement local dû au courant. Cependant, l'échelle thermique correspond alors à des unités arbitraires. De plus, à cause de la résolution spatiale de la caméra (40  $\mu\text{m}$ ), un point chaud unique est observé dans la majorité des cas, en dépit de la



rugosité des deux surfaces. Néanmoins, la comparaison entre les deux forces appliquées reste possible : à 1 N, l'aire de contact apparente est à peine inférieure mais la résistance électrique est 50 % plus élevée qu'à 2,5 N. La dernière partie de l'étude est consacrée à la génération d'une rugosité artificielle de grande dimension par la mise en place d'un lit de billes sphériques de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre, intercalées entre les électrodes. La résolution de la caméra est dès lors suffisante pour observer les spots de contact multiples.

---

## 2.5 Récapitulatif des performances du contact électrique appliqué au micro-relais

Un des problèmes majeurs avec les études précédemment citées est que les valeurs de résistances présentent des disparités significatives entre elles. Ces dernières proviennent des différentes géométries de contact, de l'état de surface des échantillons (nettoyage, conservation, fabrication, dépôt...), de l'environnement de fonctionnement, du type de cyclage (à chaud ou à froid), de sa fréquence et bien évidemment des forces et des courants appliqués, souvent très différents. C'est pourquoi il est très difficile de comparer ces résultats et encore moins de les interpréter. On peut seulement relever quelques tendances et dresser un bilan général des performances atteignables.

Ainsi, aucun matériau de contact n'offre pour l'instant de performance comparable à celle de l'or : c'est le moins sensible à la contamination et sa résistivité est très faible. Une résistance de contact stable de l'ordre de la centaine d'Ohm est généralement obtenue pour une force d'environ 100  $\mu\text{N}$ . Elle peut descendre à la dizaine de  $\text{m}\Omega$  si la charge dépasse le  $\text{mN}$ . À l'inverse, n'appliquer que quelques  $\mu\text{N}$  sur un contact impliquera des résistances électriques de plusieurs Ohms, le plus souvent instables. En conditions optimales (faibles courants et forces), un tel micro-relais peut tenir jusqu'à  $10^{10}$  cycles en « cold switching ». L'utilisation d'intensités plus élevées provoque via l'échauffement du contact un effondrement des performances au bout de quelques cycles même si la résistance est dans un premier temps diminuée. L'utilisation de matériaux durs peut se justifier dans le cadre d'un allongement de la durée de vie du micro-relais au détriment des performances. Cependant, en présence de contamination, elle est réduite de manière spectaculaire par le phénomène de « fretting ».

Mais un micro-commutateur peut aussi être amené à rester longtemps dans une position donnée. Dès lors, il faut prendre en compte le phénomène de fluage qui entraîne une importante diminution de la valeur initiale de résistance de contact. Il peut aussi amplifier l'adhésion, en particulier pour l'or, et provoquer à terme la panne du composant par collage du contact.

---

## Conclusion

Les performances de contact peuvent être répertoriées selon deux critères : fiabilité et qualité. Le premier se réfère aux mécanismes de défaillance et doit faire l'objet de mesures expérimentales sur des structures de test comme celles présentées dans cette section, permettant en particulier de réaliser un cyclage accéléré. Quant à la qualité du contact, il s'agit ici du critère d'intérêt. Elle se caractérise par la résistance électrique d'un contact défini (géométrie macro et micro), fermé (quasi statique). Dorénavant, c'est à ce cas de figure que se restreindra cette étude.

La résistance électrique de contact est déterminée par la force de contact, le courant électrique, l'environnement mais surtout par les propriétés du matériau et des surfaces de contact comme la géométrie du contact, la topographie de surface, la résistivité électrique ou la dureté. Dans les parties suivantes, des modèles de contact mécanique, de résistance électrique de contact, de transport électronique ou encore de déformation seront examinés afin d'obtenir des points de comparaison expérimentation / théorie et d'observer dans quelle mesure chaque paramètre intervient sur le contact électrique.

## 3 Éléments de mécanique du contact

---

### Introduction

La résistance de contact électrique dépend directement de l'interaction mécanique entre les surfaces des solides conducteurs : la morphologie du contact conditionne le passage du flux de courant électrique. Celle-là dépend avant tout de la force appliquée, des propriétés mécaniques des matériaux impliqués et de la microstructure (rugosité) des surfaces en regard. Cette section a pour objet de montrer de quelle manière et dans quelle mesure interviennent ces paramètres.

---

### 3.2 Contact mécanique entre deux corps lisses

Pour des raisons de compréhension, le contact est d'abord considéré du point de vue macroscopique correspondant à l'étude du contact parfait, c'est-à-dire au cas fictif d'un contact unique entre deux éléments absolument lisses. L'aire de contact apparente (ou nominale)  $A_n$  ne dépend alors plus que de la force de contact  $F_c$ , de la géométrie des surfaces en contact et des grandeurs caractéristiques des matériaux, à savoir :

- module d'élasticité  $E$
- coefficient de Poisson  $\nu$
- limite élastique  $R_p$  (ou  $\sigma_y$ )
- dureté  $H$

#### 3.2.1 Régime de déformation élastique

Les formules de Hertz (Johnson, 1989, Féchant and Tixador, 2003) s'appliquent pour des déformations purement élastiques, dans le cas du contact de type sphère/sphère, sphère/plan et cylindres parallèles ou croisés perpendiculaires entre deux métaux  $M_1$  et  $M_2$ . Le problème est considéré comme hertzien s'il respecte les hypothèses suivantes :

- Les matériaux sont homogènes et isotropes.
- Les déformations restent faibles.
- Il n'y a pas de frottement entre les surfaces (absence de forces tangentielles).
- Le rayon de l'aire de contact est bien inférieur aux rayons de courbure.

Afin de réduire le problème au cas du contact entre une sphère et un plan rigide, le module d'Young et le rayon de courbure combinés (ou réduits) sont définis respectivement par :

$$\frac{1}{E'} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \quad (1.1)$$

$$\frac{1}{R_0} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (1.2)$$

Dans le cas d'un contact soumis à une force  $F_c$ , la théorie de Hertz donne alors les expressions des grandeurs suivantes :

- rayon de l'aire de contact élastique

$$a_e = \left( \frac{3 R_0}{4 E'} \right)^{1/3} F_c^{1/3} \quad (1.3)$$

- écrasement (ou enfoncement) élastique

$$\delta_e = \frac{a_e^2}{R_0} \quad (1.4)$$

- pression moyenne sur le contact

$$\bar{p}_e = \frac{F_c}{\pi a_e^2} = \frac{1}{\pi} \left( \frac{4 E'}{3 R_0} \right)^{2/3} F_c^{1/3} \quad (1.5)$$

- pression maximale (dans l'axe central du contact)

$$p_e = \frac{3}{2} \bar{p}_e \quad (1.6)$$

- pression le long du rayon de contact  $r$

$$p(r) = p_e \sqrt{1 - \left( \frac{r}{a_e} \right)^2} \quad (1.7)$$

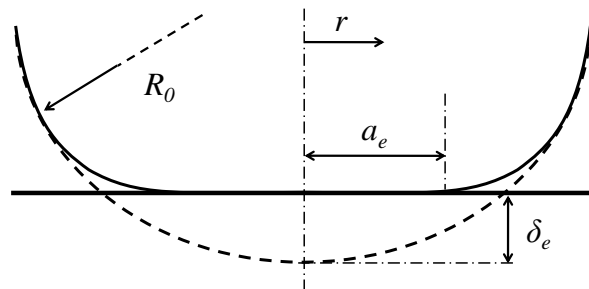


Figure 14 Contact élastique parfait entre une sphère lisse déformable et un plan rigide. Les dimensions verticales sont amplifiées pour plus de lisibilité : le rapport  $\delta_e/a_e = a_e/R_0$  est en réalité inférieur à  $10^{-3}$  pour les métaux en déformation élastique (Féchant and Tixador, 2003).

### 3.2.2 Régime de déformation élastoplastique

Avec l'augmentation de la force de contact, une déformation élastoplastique a lieu, à l'endroit où les contraintes principales satisfont au critère de Tresca, qui limite la différence maximale des contraintes à la limite élastique  $R_p$  (Féchant and Tixador, 2003). Or, d'après (Johnson, 1989),

$$\sigma_z - \sigma_r = 0,62p_e \quad (1.8)$$

soit,

$$p_e = 1,61R_p \quad (1.9)$$

De plus, d'après Tabor (Holm, 1967),

$$R_p \approx H/3 \quad (1.10)$$

Ainsi, les expressions de la force correspondante au début du régime élastoplastique et des pressions associées sont les suivantes :

$$(F_c)_{ep} \approx 0,80R^2 \left( \frac{1-\nu^2}{E} \right)^2 H^3 \quad (1.11)$$

$$p_{ep} \approx 0,53H \quad (1.12)$$

$$\overline{p}_{ep} \approx 0,36H \quad (1.13)$$

La transition élastique-plastique s'achève pour une force de contact cinq fois supérieure (Johnson, 1989)

$$(F_c)_p \approx 4R^2 \left( \frac{1-\nu^2}{E} \right)^2 H^3 \quad (1.14)$$

### 3.2.3 Régime de déformation plastique

En déformation plastique, la pression moyenne est égale à la dureté (au sens de Meyer, mesurée entre pièces de même métal, et qui correspond à la pression sur l'ensemble de la striction lorsque le régime plastique est atteint) et les propriétés élastiques du métal de même que la géométrie des pièces en contact n'interviennent plus. Le rayon de la striction plastique est donné par :

$$a_p = \left( \frac{F_c}{\pi \xi H} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

où  $\xi$  est un facteur empirique, habituellement compris entre 0,3 et 0,7. Son rôle – correctif – est de tenir compte de l'incertitude sur la dureté réelle. Il apporte ainsi une correction dans le sens d'une meilleure conductance (Féchant and Tixador, 2003).

## 3.3 Contact mécanique entre surfaces rugueuses

Les techniques de dépôt de film mince utilisées dans la fabrication des MEMS permettent de minimiser la rugosité. Cependant, bien que parfaitement lisses à l'échelle macroscopique, les surfaces impliquées dans le contact des micro-commutateurs restent tout de même rugueuses à l'échelle nanométrique. Or, comme les forces appliquées dans ces dispositifs sont très faibles ( $\mu\text{N}$  au  $\text{mN}$ ), il peut n'y avoir que quelques aspérités en contact (Figure 15). L'aire de contact réelle ne re-

présente dans ce cas plus qu'une petite fraction de l'aire de contact apparente (Figure 1). Le nombre et la taille de ces nano contacts dépendent encore des mêmes facteurs que pour le contact parfait mais aussi et surtout de la rugosité des matériaux.

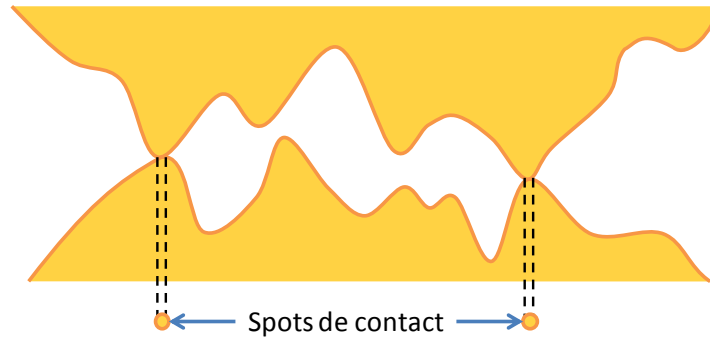


Figure 15 Vue en coupe schématique du contact réel entre deux surfaces rugueuses. L'ensemble des spots de contact constitue l'aire de contact réel.

### 3.3.1 Modèle statistique multi-aspérités

De nombreux auteurs ont tenté de modéliser le comportement du contact entre surfaces rugueuses. Parmi eux, Greenwood et Williamson ; leurs travaux (Greenwood and Williamson, 1966) ont abouti à la présentation d'une modélisation statistique (ou plutôt probabiliste) du contact rugueux. Les surfaces considérées comportent un grand nombre d'aspérités, supposées sphériques à leur sommet et n'interagissant pas entre elles. La distribution en hauteur des sommets est le paramètre clé du modèle : elle permet, pour une séparation entre les surfaces en regard donnée  $d$ , d'estimer la probabilité qu'une aspérité d'être en contact. Partant de ce principe, beaucoup de publications ont apporté leur pierre à l'édifice en modélisant la transition élastique-plastique (Chang et al., 1987, Zhao et al., 2000, Jackson and Green, 2006, Abdo and Farhang, 2005), l'adhésion (Sahoo and Banerjee, 2005a), les interactions entre aspérités (Sahoo and Banerjee, 2005b), la friction (Abdo, 2006, Myshkin et al., 2009), en modifiant la géométrie du contact (Greenwood and Tripp, 1967, Greenwood and Tripp, 1971) ou encore en confirmant les hypothèses simplificatrices du modèle (Hisakado, 1974, Greenwood and Wu, 2001, McCool, 1986). Or, nous disposons aujourd'hui de moyens de connaître les répartitions des aspérités sans passer par des équivalences (Chapitre 2-5). L'application de la modélisation statistique paraît donc opportune. Elle est utilisée dans cette étude et sera donc présentée plus en détail au chapitre 4.

Suite à ses travaux sur la modélisation statistique, Greenwood considère que dans le cas du contact sphère/plan, l'influence de la rugosité de surface est principalement déterminée par un seul paramètre sans dimension  $\alpha$  (Greenwood et al., 1984), tel que :

$$\alpha = \frac{\sigma_s}{\delta_e} = \frac{\sigma_s R}{a_e^2} \quad (1.16)$$

où  $\delta_e$  et  $a_e$  sont respectivement l'enfoncement et le rayon de la zone de contact élastique obtenus grâce la théorie de Hertz.  $\sigma_s$  reste la seule donnée relative à la rugosité, elle représente l'écart-type quadratique moyen des distributions en hauteur des sommets. Pour des faibles valeurs de  $\alpha$  (inférieures à 0,05), la déformation des aspérités est faible comparée à la déformation apparente. L'écart par rapport à l'application directe des formules de Hertz est inférieur à 7 %. À l'opposé, si  $\alpha$  est grand, l'influence des aspérités est significative : la pression de contact est réduite en amplitude mais étalée sur une surface plus large. Ce paramètre a été introduit dans un souci de simplification, pour prendre en compte l'influence de la rugosité à l'échelle macroscopique. La validation expérimentale fait d'ailleurs intervenir des billes de cuivre de 13 mm de rayon.

### 3.3.2 Autres approches de modélisation du contact mécanique

---

Une autre approche analytique (ou semi-analytique) très utilisée consiste à considérer que la rugosité des surfaces peut être décrite comme fractale (autosimilaire) ou autoaffine (Brown, 2008, Kogut and Jackson, 2006, Majumder et al., 1998). C'est-à-dire que la surface rugueuse est constituée d'aspérités, elles-mêmes surmontées d'aspérités plus petites, et ainsi de suite. Cette modélisation proposée par Archard (Archard, 1957) permet d'avoir une approche multiéchelles du contact. Une topographie réaliste de surface 3D multiéchelles peut être obtenue par l'utilisation d'une fonction de Weierstrass-Mandelbrot (Rezvanian et al., 2007). Or, en réalité, toutes les surfaces ne vérifient pas ce caractère et de fait, le modèle n'est pas toujours applicable.

Avec l'amélioration constante des performances de calcul informatique, les approches numériques deviennent de plus en plus employées (Buczowski and Kleiber, 2009, Brot et al., 2008, Etsion et al., 2005, Kogut and Etsion, 2003). La méthode des éléments finis (MEF) peut être aujourd'hui utilisée pour étudier le contact rugueux en trois dimensions avec la rugosité réelle des surfaces. Il est en effet possible d'importer directement la topographie de surface obtenue par AFM (Pennec, 2009). La MEF permet en plus de considérer l'interaction entre aspérités, de prendre en compte la déformation volumique ou encore les couplages multiphysiques ; même si pour maintenir un temps de calcul raisonnable, de nombreuses hypothèses et simplifications restent quand même nécessaires. À une échelle encore plus fine (nanométrique), les simulations dynamiques moléculaires (MD) constituent un outil puissant pour étudier en particulier l'adhésion et la formation de défauts (Fortini et al., 2008b).

Enfin, tous ces modèles considèrent un contact quasi statique et ne sont pas applicables dans le cas du cyclage avec des lois de comportement identiques. Etant donné que seules les aspérités les plus élevées entrent en contact, les contraintes correspondantes sont bien au-delà de la limite élastique du matériau de contact. Il en résulte un écoulement plastique sur les premiers contacts. Mais ceci ne peut être répété à l'infini. La géométrie du contact va donc changer graduellement jusqu'à ce que le contact élastique devienne possible (Johnson, 1989, Adams and Nosonovsky, 2000). Or, les caractérisations de surface utilisées pour la modélisation du contact

sont généralement obtenues avant le contact et ne correspondent plus à celles au cours du cyclage. C'est pourquoi, afin de faciliter la modélisation du contact, cette étude portera sur le contact quasi statique limité aux premières fermetures.

---

### 3.4 Contact mécanique adhésif

De par les faibles dimensions des dispositifs MEMS, le rapport surface/volume est très important. L'influence des forces de surface s'en trouve exacerbée, au point de contrôler les performances du composant. Plusieurs expériences et modélisations ont montré que les forces d'adhésion, seules, pouvaient suffire à amorcer une déformation plastique à la fois durant l'approche et la séparation d'une sphère et d'un plan (Kadin et al., 2008).

L'adhésion dans les micro-relais est principalement observée à deux moments : lorsque le contact reste collé (soudure à froid) mais aussi lors de la séparation. Deux modes de séparations distincts sont en effet observés (Du et al., 2008) : fragile (« brittle ») et ductile. Dans le premier cas, la rupture apparaît brutalement avec peu ou pas de déformation. Dans le second cas, la rupture apparaît plus graduellement avec une déformation plastique significative ; un transfert de matière considérable peut alors être observé d'un côté du contact à l'autre (Fortini et al., 2008b). Ainsi, en fonction du mode de séparation, la morphologie du contact est modifiée (Chen et al., 2008) (Figure 16), pouvant à son tour mener à de grands changements en ce qui concerne la force de séparation. C'est pourquoi la force adhésive mesurée pour l'or augmente avec le nombre de cycles (à froid) (Gregori and Clarke, 2006). Les matériaux présentant une forte énergie de surface, comme l'or, sont en effets plus aptes à provoquer une séparation ductile.



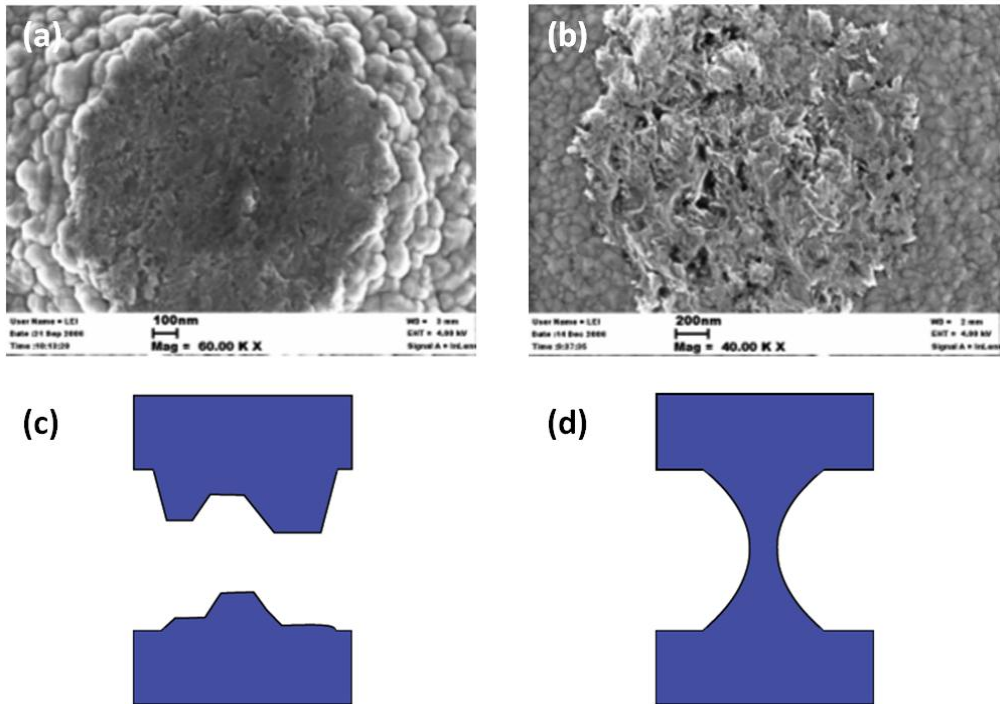


Figure 16 Faciès de rupture fragile (a) et ductile (b) obtenus par cyclage mécanique à 200  $\mu\text{N}$  d'un contact en or (Chen et al., 2008). Représentation schématique des séparations fragile (c) et ductile (d) (Fortini et al., 2008b).

### 3.4.1 Forces de surface

La force ressentie par le contact est en réalité la somme de la force appliquée et des forces de surface. Ces dernières peuvent être classées en deux catégories. Les forces capillaires (ou de ménisque) sont la manifestation de la tension de surface de liquides piégés. Dans les MEMS, la présence d'un film surfacique d'eau est bien souvent due à l'humidité présente dans l'environnement, en particulier pour l'or, hydrophile. Sa formation conduit à l'apparition d'une force d'attraction supplémentaire : la force de ménisque, pouvant être estimée pour un contact de type sphère – plan par :

$$F_m = 4\pi R\gamma_{lv} \cos \theta \quad (1.17)$$

où  $\gamma_{lv}$  est la tension de surface du film d'eau (72,7 dyn/cm) et  $\theta$  l'angle de contact. Ce dernier est considéré nul étant donné que le film d'eau est intrinsèque à la surface d'or (Chen et al., 2008).

Les forces adhésives intermoléculaires (dispersives) apparaissent à cause de l'interaction entre électrons et noyaux des atomes de l'interface. Elles englobent notamment les forces attractives à longues distances de Van der Waals ou les forces de Born répulsives à faible distance. Une expression des premières en fonction de la séparation est donnée par

$$F_{VDW}(d) = -\frac{AR}{6d^2} \quad (1.18)$$

où  $A$  est la constante d'Hamaker et vaut  $2,8 \cdot 10^{-19}$  (Tonck and et al., 1991).

En règle générale, les contacts avec une surface apparente plus grande présentent plus d'adhésion (Jensen et al., 2005b). Pourtant, la rugosité joue un rôle crucial (Gregori and Clarke, 2006) : plus elle est importante moins l'influence des forces surfaciques se fait sentir. Ceci est en fait principalement vrai pour la force capillaire. Dans une étude (van Zwol et al., 2007), elle est mesurée au moyen d'un SPM entre une sphère ( $\varnothing = 100 \mu\text{m}$ ) plaquée or montée sur un cantilever et des surfaces d'or avec différentes rugosités. Pour des surfaces lisses, les forces capillaires adhésives surpassent en amplitude les forces de Van Der Waals/Casimir et/ou électrostatique. Une diminution substantielle de la force de capillarité est observée lors de l'augmentation de l'amplitude de la rugosité, la force de Casimir devenant alors comparable (van Zwol et al., 2007).

### 3.4.2 Comparaison des différents modèles

Différentes théories ont été avancées pour expliquer le rôle des forces d'adhésion dans la mécanique du contact. Bien qu'elles s'appuient sur des suppositions différentes, elles s'accordent sur le fait que les forces d'adhésion dépendent directement de l'énergie de Dupré  $\Delta\gamma$  et de la géométrie du contact. Un paramètre sans dimension ( $\mu$ ) a été introduit par Tabor (Tabor, 1977) pour départager ces modèles dans le cadre d'un contact sphère – plan en déformation élastique avec adhésion :

$$\mu = \left( \frac{R\Delta\gamma^2}{E'^2 z_0^3} \right)^{1/3} \quad (1.19)$$

avec  $R$  le rayon de la sphère,  $E_0$  le module d'Young réduit,  $z_0$  la distance d'équilibre entre les surfaces et  $\Delta\gamma$  l'énergie d'adhésion, telle que :

$$\Delta\gamma = w = \gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_{12} \quad (1.20)$$

où  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  et  $\gamma_{12}$  sont les énergies superficielles et interfaciales des surfaces en contact.

En général, pour  $\mu > 3$ , le modèle JKR (Johnson, Kendall et Roberts) (Johnson et al., 1971) est applicable. Il y est prédit un rayon de contact plus grand que celui prévu par Hertz pour une même force appliquée. Cette théorie est particulièrement valable pour les énergies d'adhésion fortes, les matériaux souples ainsi que les grands rayons de courbure. Pour  $\mu < 0,1$ , le modèle DMT (Derjaguin, Muller et Toporov) (Derjaguin et al., 1975) est plus approprié. Selon lui, les forces de surfaces s'exercent dans une zone périphérique circulaire située à l'extérieur du contact mais leur action est négligée à l'intérieur où le profil de déformation hertzien est conservé. Cette théorie est utilisée dans le cas de matériaux à priori peu déformables, de faibles forces d'adhésion ainsi que pour des faibles rayons de courbure. Elle est aussi préférée en présence d'un film d'eau, constituant une force adhésive agissant au-delà de la zone de contact. Les principaux résultats obtenus par application de ces deux modèles sont présentés Tableau 4. Un modèle analytique simplifié a été proposé par Maugis (Maugis, 2000) pour servir de transition. Ceci est illustré Figure 17.

	Hertz	JKR	DMT
Rayon de contact	$a = \left(\frac{R}{K} F_n\right)^{1/3}$	$a = \left(\frac{R}{K} \left(\sqrt{F_n + F_{ad}} + \sqrt{F_{ad}}\right)^2\right)^{1/3}$	$a = \left(\frac{R}{K} (F_n + F_{ad})\right)^{1/3}$
Force adhésive	$F_{ad} = 0$	$F_{ad} = \frac{3}{2} \pi w R$	$F_{ad} = 2 \pi w R$
Rayon de contact sous charge nulle	$a_0 = 0$	$a_0 = \left(\frac{6 \pi w R^2}{K}\right)^{1/3}$	$a_0 = \left(\frac{2 \pi w R^2}{K}\right)^{1/3}$
Rayon de contact lors de la séparation	$a_s = 0$	$a_s = \left(\frac{3 \pi w R^2}{2K}\right)^{1/3}$	$a_s = 0$
Indentation élastique	$\delta = \frac{a^2}{R}$	$\delta = \frac{a^2}{R} - \frac{4}{3} \sqrt{\frac{a F_{ad}}{R K}}$	$\delta = \frac{a^2}{R}$
Rigidité normale du contact	$k_N = \frac{3}{2} K a$	$k_N = \frac{3}{2} K a \frac{1 - \frac{1}{2} \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3/2}}{1 - \frac{1}{6} \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3/2}}$	$k_N = \frac{3}{2} K a$

Tableau 4 Bilan des principaux résultats obtenus pour un contact sphère – plan élastique selon les théories de Hertz (absence d'adhésion), JKR et DMT (Arineiro, 2003).

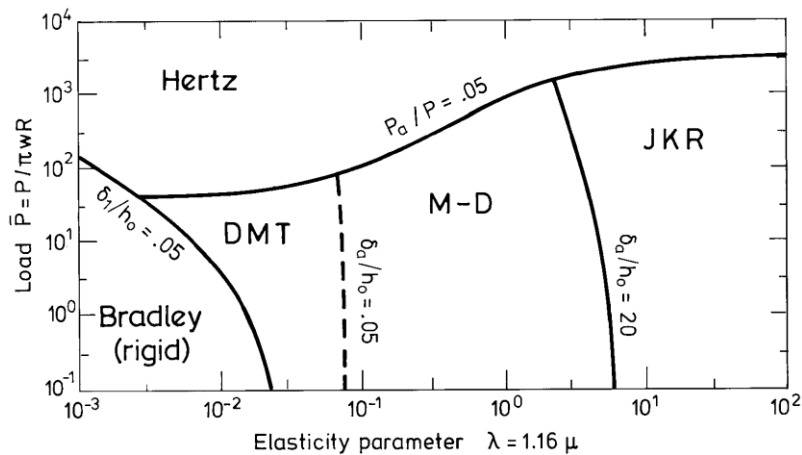


Figure 17 Carte d'adhésion pour des sphères élastiques basée sur le modèle Maugis-Dugdale. Les forces d'adhésion sont négligeables dans la zone hertzienne. Les théories de Bradley, DMT et JKR sont applicables dans les zones correspondantes indiquées (Johnson and Greenwood, 1997).

Cependant, les modèles précédents ne sont valables que pour un contact élastique. Or, un modèle analytique simple pour une déformation élastique – parfaitement plastique avec adhésion (Du et al., 2008) consiste à considérer le rayon résiduel de contact :

$$R_{res} = \frac{4a_f E'}{3\pi p_m} = \frac{4E' F_f^{1/2}}{3(\pi p_m)^{3/2}} \quad (1.21)$$

où  $a_f$  est le rayon maximal,  $F_f$  la force appliquée maximale et  $p_m$  la pression moyenne au chargement maximum (H en déformation plastique et un peu moins pour une déformation élastoplastique). La force d'adhérence est alors obtenue par :

$$F_{adh} = \alpha \pi \Delta \gamma R_{res} = \frac{4 \alpha \Delta \gamma E' F_f^{1/2}}{3 (\pi p_m^3)^{1/2}} \quad (1.22)$$

avec  $\alpha$  un coefficient propre à chaque théorie (par exemple 3/2 pour JKR). Ainsi, pour un contact parfaitement plastique, l'adhésion varie comme la racine carrée de la force maximale appliquée. Mais il devient très difficile pour un modèle analytique de prédire un comportement plus fin à cause des nombreuses hypothèses qu'il engendrerait. D'où le recours fréquent à la modélisation éléments finis (Du et al., 2008).

---

## Conclusion

L'approche macroscopique du contact mécanique permet de mettre en évidence l'influence des propriétés mécaniques des matériaux. Mais le contact ne peut plus être considéré comme parfait à l'échelle des MEMS. La connaissance de la rugosité des surfaces devient alors essentielle pour estimer les performances du contact. Par ailleurs, l'adhésion ne doit pas non plus être négligée, en particulier pour des matériaux comme l'or. La durée de vie d'un tel micro-relais dépendra en effet directement de l'importance des forces de surfaces. Une modélisation correcte du contact, comme il en sera question au chapitre 4, doit donc nécessairement prendre en compte ces deux phénomènes.

## 4 Résistance électrique des contacts

---

### Introduction

Le principal critère de qualité d'un contact électrique est la résistance qu'il introduit dans le circuit, souhaitée en général la plus réduite possible. Elle dépend directement de la morphologie du contact, en particulier de la taille et du nombre de spots de contact réel. Mais de la même manière que pour l'étude mécanique du contact, le cas fictif du contact parfait entre deux éléments lisses et totalement conducteurs à l'interface sera d'abord présenté pour déterminer quelles sont les caractéristiques des matériaux qui interviennent.

---

### 4.2 Résistance de constriction

Il s'agit de la résistance électrique due à la striction de contact. Elle peut être considérée comme une résistance supplémentaire s'ajoutant à celle du contact qui conduirait intégralement par sa surface apparente, sans aucune constriction des lignes de courant. Elle est souvent appelée résistance de contact par abus de langage (aidée par la dénomination commune  $R_c$ ) mais elle est pourtant localisée dans un volume fini (bien que très petit) à l'intérieur des membres de contact et non pas sur la surface de contact (Holm, 1967).

Avant de pouvoir la quantifier, il est d'abord nécessaire de définir ce qu'est un « tube de courant ». Il s'agit d'un ensemble dont les parois latérales ne dissipent aucune énergie thermique et constitué d'un milieu conducteur supposé homogène, de résistivité uniformément constante ( $\rho$ ) à la température ambiante  $T_0$ , où l'entrée et la sortie de courant se font par deux « surfaces d'extrémité »  $S_0$  et  $S_0'$  sur lesquelles le potentiel électrique est déterminé (Féchant and Tixador, 2003). La résistance apparente, sans striction, est alors définie par :

$$V(S_0) - V(S_0') = R_0 I \quad (1.23)$$

L'ajout d'un plan isolant percé en son centre va provoquer l'apparition d'une région de constriction des lignes de courant comme illustré Figure 18.

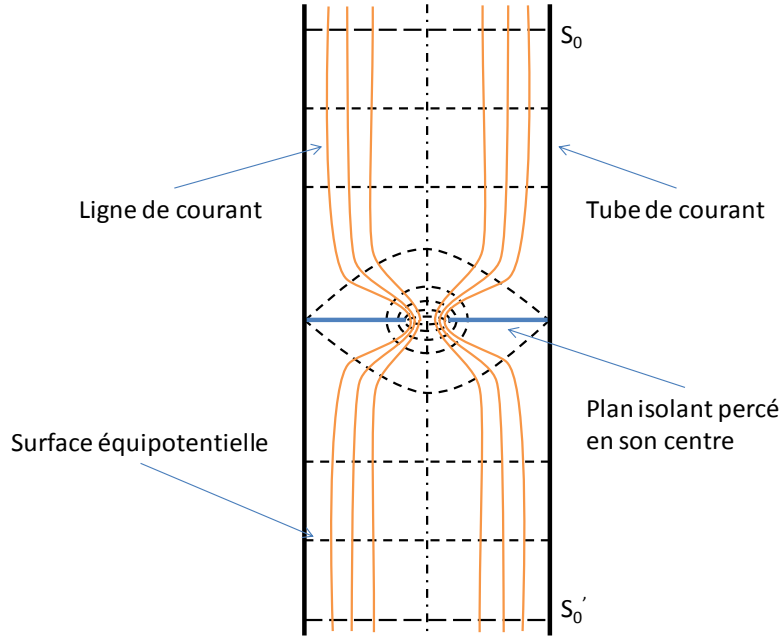


Figure 18 Flux des lignes de courant et surfaces équipotentielles d'une constriction de courant (Holm, 1967)

Le gradient de potentiel à l'intérieur de la région de constriction est bien plus important qu'en dehors.  $R_0$  est alors négligeable par rapport à la résistance de constriction  $R_c$ . Il s'agit du cas de la constriction « longue ». Par contre, pour une constriction limitée à une distance comparable au rayon de la striction,  $R_0$  n'est plus négligeable et on parle de constriction courte (Holm, 1967). Dans la suite, on se placera toujours dans le cas d'une constriction longue.

Le modèle le plus utilisé pour calculer la résistance de constriction est le modèle ellipsoïdal. Son nom provient de la forme de la striction : une ellipse plane de demi-axes  $\alpha$  (selon  $x$ ) et  $\beta$  (selon  $y$ ), faisant communiquer les deux volumes semi-infinis séparés par un plan isolant. Par analogie avec un problème d'électrostatique (équation de Laplace) résolu par Maxwell (Maxwell, 1873), Holm définit la résistance électrique liée au passage entre les deux électrodes en fonction de la capacité  $C$  de l'ellipsoïde par :

$$R_c = \frac{4\varepsilon_0\rho}{C} \quad (1.24)$$

Or, en considérant les surfaces équipotentielles dans les membres du contact comme des surfaces conductrices circulaires ( $\alpha=\beta=a$ ), on a (Poulain, 1996) :

$$\frac{r^2}{a^2 + z_0^2} + \frac{z^2}{z_0^2} = 1 \quad (1.25)$$

et la capacité correspondante :

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0 a}{\arctan(z_0/a)} \quad (1.26)$$

Les équations (1.24) et (1.26) donnent donc :

$$R_c = \frac{\rho}{\pi a} \arctan\left(\frac{z_0}{a}\right) \quad (1.27)$$

Ainsi, pour une constriction longue ( $\mu = \infty$ ), on retrouve la relation bien connue :

$$R_c = \frac{\rho}{2a} \quad (1.28)$$

Cette formule peut être appelée résistance de Maxwell  $R_M$  ou de Holm  $R_H$ . Elle est couramment employée dès qu'il s'agit de donner une valeur de résistance de contact électrique.

Par ailleurs, la densité de courant le long du rayon de contact est donnée par :

$$J(r) = \frac{I}{2\pi a} \frac{1}{\sqrt{a^2 - r^2}} \quad (1.29)$$

Elle révèle que la densité de courant est plus importante sur les bords du contact. Son intégration démontre que seulement la moitié du courant s'écoule à travers le disque de diamètre  $0,866 a$ .

Quand la constriction ne peut plus être considérée comme longue, par exemple si le rayon du tube de courant est inférieur à vingt fois celui de la striction, le modèle de la tige cylindrique (Cooper et al., 1969) peut s'appliquer :

$$R_c = \frac{\rho_0}{2a} \left(1 - \frac{a}{R}\right)^{3/2} \quad (1.30)$$

À cette valeur de résistance de constriction, il ne faut pas omettre de rajouter la résistance de la tige de longueur  $l$  sans striction :

$$R_0 = \rho \frac{l}{S_0} \quad (1.31)$$

---

### 4.3 Mécanismes de transport électronique

En réalité, trois mécanismes de transport électronique peuvent intervenir dans un contact élémentaire (Slade, 1999). Si le libre parcours moyen des électrons (36 nm pour Au) est bien inférieur au rayon du contact réel, le transport est diffusif et il y a constriction des lignes de courant. Le transport est balistique lorsque le libre parcours moyen des électrons est très supérieur au rayon du contact réel et quasi balistique (intermédiaire) lorsque les dimensions sont comparables. Notons enfin que lorsque le type de transport n'est pas précisé, le régime diffusif est implicitement considéré (cf. 4.2).

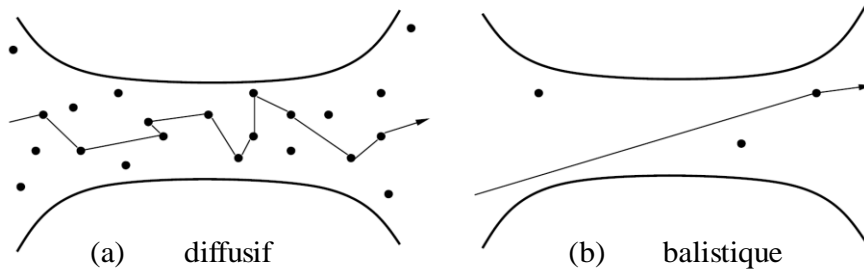


Figure 19 Illustration schématique des transports diffusif et balistique à travers une constriction (Agraït et al., 2003)

### 4.3.1 Transport balistique

La loi d'Ohm locale ne s'applique pas en régime balistique car la notion de ligne de courant n'a plus de sens. Chaque membre du contact est considéré comme un réservoir d'électrons. Le modèle de Sharvin (Sharvin, 1965) permet de calculer la conductance d'une constriction circulaire de rayon  $a$  dans un diaphragme isolant séparant deux demi-espaces caractérisés par le libre parcours moyen  $l$  et la résistivité  $\rho$ . La résistance correspondante a pour équation :

$$R_s = \frac{4\rho K}{3\pi a} \quad (1.32)$$

où  $K$  est le nombre de Knudsen défini par

$$K = \frac{l}{a} \quad (1.33)$$

### 4.3.2 Transport quasi balistique

En considérant le même problème, le modèle de Wexler (Wexler, 1966) permet de faire le lien entre la solution de Maxwell en régime diffusif ( $a \gg l$ ) et celle de Sharvin ( $a \ll l$ ). La résistance de contact correspondante s'exprime en fonction des solutions de Maxwell (1.28) et de Sharvin (1.32) à l'aide de la fonction  $\gamma$  tracée Figure 20.

$$R_w = R_s + \gamma(K)R_M \quad (1.34)$$



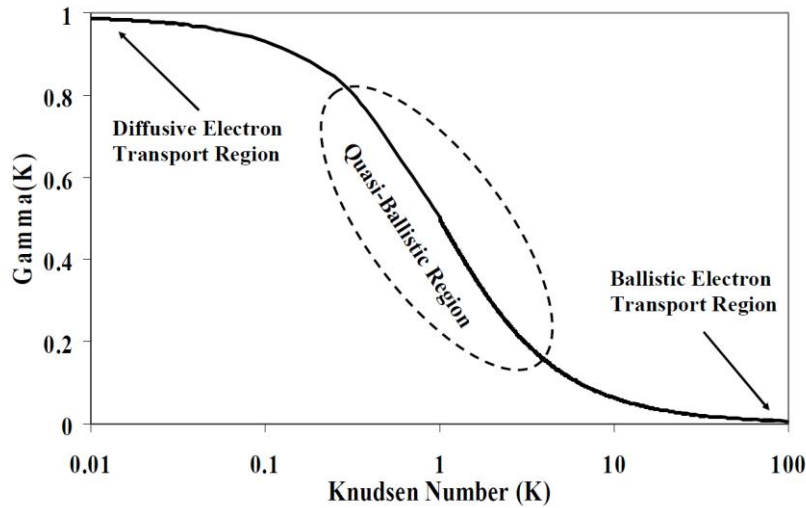


Figure 20 Tracé de la fonction Gamma en fonction du nombre de Knudsen K (Mikrajuddin et al., 1999, Coutu, 2004)

La relation (1.34) est approchée par Nikolic (Nikolic' and Allen, 1999) au moyen d'un développement limité avec une précision de l'ordre de 1 % :

$$R_N = R_S + \gamma_N(K) R_M = \frac{4\rho K}{3\pi a} + \frac{1+0.83K}{1+1.33K} \frac{\rho}{2a} \quad (1.35)$$

Cette formule reste relativement simple et gagne à être utilisée en lieu et place de (1.28).

## 4.4 Résistance d'un contact multistrictions

Il est désormais acquis qu'à l'échelle microscopique, le contact réel correspond en fait à un ensemble de spots de contacts. Les modèles présentés dans la suite devraient permettre de comprendre dans quelle mesure leur répartition et leurs tailles vont influencer la valeur de résistance de contact.

### 4.4.1 Modèle de Holm

Pour apprécier l'effet des microstrictions, Holm définit une configuration simple du contact : soit  $n$  spots circulaires de rayon  $a$ , régulièrement répartis sur la surface apparente de rayon  $r$ , avec une distance de  $2l$  entre les centres voisins. Ils sont donc recouverts de demi-ellipsoïdes (d'équation (1.25)) avec  $\alpha = \beta = a$ , dont les bases circulaires se touchent (Figure 21). De plus, ils sont proches les uns des autres de manière à ce que les lignes de constriction du flux des différents spots se dévient mutuellement ; d'où l'équation suivante pour évaluer la résistance de constriction dans un membre du contact :

$$R_{cE}(n, a, l) = \frac{\rho}{2\pi n a} \arctan\left(\frac{\sqrt{l^2 - a^2}}{a}\right) - 0,6\rho \frac{\sqrt{l^2 - a^2}}{\pi r^2} \quad (1.36)$$

Le coefficient 0,6 est choisi pour que  $R_{ce}(n,a,l)$  tende vers 0 quand  $l$  tend vers  $a$  ; le deuxième terme correspondant à  $R_0$ . Cette équation reste approchée car le courant n'est pas uniformément distribué parmi les spots : ceux situés sur le bord de la zone de contact apparente sont favorisés. La résistance de constriction totale dans un membre du contact est donc :

$$R(n,a,l) = \frac{\rho}{2\pi na} \arctan\left(\frac{\sqrt{l^2 - a^2}}{a}\right) - 0,6\rho \frac{\sqrt{l^2 - a^2}}{\pi r^2} + \frac{\rho}{4r} \quad (1.37)$$

La résistance  $R_0$  correspondant au contact global est ici négligeable. Enfin, si les microstrictions sont suffisamment éloignées les unes des autres ( $a \ll l$ ), la résistance de contact (résistances de constriction pour les deux membres du contact) pourra être approchée par une formule couramment utilisée :

$$(R_c)_H = \frac{\rho}{2na} + \frac{\rho}{2r} \quad (1.38)$$

Le premier terme correspond aux  $n$  micro strictions en parallèle et le second à la macro striction en milieu semi-infini. Cette formule permet aussi de voir l'effet de la dispersion des spots de contact. Une étude plus poussée du phénomène en fonction du rapport  $l/a$  est exposée dans (Holm, 1967) avec en particulier la manière dont la résistance de constriction reliée à une aire apparente fixée est augmentée par la rugosité. On retiendra que la surface conductrice peut être notablement réduite par rapport à la surface mécanique de contact sans pour autant que la résistance de contact en soit beaucoup augmentée. Le problème inverse (spots isolants et aire de contact conductrice) est aussi considéré. Il correspond par exemple à la présence de particules de contamination isolantes sur la surface de contact. Si  $l/a > 4$ , elles auront une influence négligeable sur la résistance de constriction.

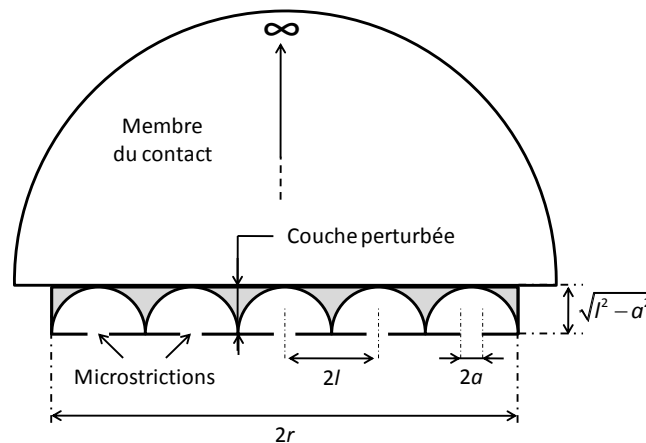


Figure 21 Microstrictions circulaires régulièrement réparties entre les deux milieux semi-infinis (Féchant and Tixador, 2003, Holm, 1967).

#### 4.4.2 Modèle de Greenwood

Le modèle de Greenwood (Greenwood, 1966) est une généralisation du précédent. Ainsi, les  $n$  micro strictions présentent maintenant des aires distinctes et ne sont

plus réparties de façon homogène : le spot  $i$  de rayon  $a_i$  est situé à une distance  $d_{ij}$  du spot  $j$  de rayon  $a_j$ . La résistance obtenue devient (Féchant and Tixador, 2003) :

$$(R_c)_G = \frac{\rho}{2\sum a_i} + \frac{\rho}{\pi} \frac{1}{(\sum a_i)^2} \sum_{i \neq j} \sum \frac{a_i a_j}{d_{ij}} \quad (1.39)$$

Soit, en remplaçant dans chaque terme les rayons individuels par leur valeur moyenne  $\bar{a}$  :

$$(R_c)_G = \frac{\rho}{2na} + \frac{\rho}{\pi n^2} \sum_{i \neq j} \sum \frac{1}{d_{ij}} \quad (1.40)$$

En considérant les spots uniformément répartis ( $d_{ij} = l$ ) pour correspondre au modèle de Holm, Greenwood montre que lorsque  $l/a$  est élevé, la résistance des strictions en parallèle devient prépondérante devant celle d'interaction. À l'inverse, lorsque le rapport est faible, la résistance totale se réduit, ce qui est essentiellement dû à la réduction du terme de résistance parallèle, la résistance d'interaction (largement majoritaire) ne diminuant que légèrement.

#### 4.4.3 Modélisations du contact électrique rugueux

---

Les modèles précédents ont permis de mettre en évidence quelques effets intéressants de la répartition des spots de contact sur la résistance mesurée. Ils sont néanmoins très difficilement applicables au cas réel où cette dernière est imposée par la topographie des surfaces. Le recours au couplage mécanique - électrique devient alors nécessaire.

Un premier exemple concret est présenté dans (Greenwood and Williamson, 1966). Chaque spot de contact identifié par application du modèle mécanique statistique du contact rugueux correspond à une résistance de constriction estimée par l'équation (1.28). D'après les hypothèses de ce modèle, les aspérités n'interagissent pas entre elles, cette formule est donc applicable (constriction longue). L'intégration de leur conductance sur l'aire nominale de contact permet d'obtenir la résistance électrique du contact. Cette approche sera exposée plus en détail dans le chapitre 4.

L'analyse de Mikic (Mikic, 1974), bien que portant sur la conductance thermique de contact, peut aussi être appliquée à l'étude électrique par analogie thermique - électrique étant donné que les deux phénomènes obéissent aux mêmes lois en régime stationnaire. Elle concerne un autre modèle de contact rugueux où la rugosité intervient par l'intermédiaire d'un relevé profilométrique des surfaces. Chaque point de contact est situé dans l'axe d'un tube de courant de manière à pouvoir appliquer l'équation (1.30). Les expressions obtenues de conductance en fonction de la pression nominale mettent en évidence une évolution proche de la simple proportion quel que soit le régime de déformation (Féchant and Tixador, 2003).

En réalité, tous les modèles de contact mécaniques sont applicables pour calculer la résistance électrique d'un contact rugueux : il suffit d'employer le modèle de résistance adéquat pour chaque spot de contact (Ciavarella and Leoci, 2006, Wilson et al., 2008, Wilson et al., 2010). Le problème vient surtout des interactions entre les spots conducteurs. C'est pourquoi la méthode des éléments finis présente

ici un avantage non négligeable grâce à l'implémentation directe du couplage multi physique. Une pratique généralisée reste d'encadrer la résistance électrique par deux valeurs aisément quantifiables. La borne inférieure est en effet obtenue par sommation des conductances des spots conducteurs qui correspond à la résistance électrique du contact de rayon égal à la somme des rayons des spots conducteurs (sans interaction). Quant à la borne supérieure elle correspond à la résistance d'un contact dont l'aire est équivalente à la somme des aires des spots conducteurs (coalescence des microcontacts).

## 4.5 Influence de l'épaisseur du film mince conducteur

Dans les micro-relais MEMS, il est fréquent que le rayon du contact apparent soit du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche mince du matériau de contact. Or, le cas des constriction déformées va à l'encontre des hypothèses formulées en 4.2 qui considèrent des demi-espaces infinis. Les formules pour les constriction longues ne sont donc plus valides (Denhoff, 2006). Dans le cas d'une striction unique, l'épaisseur du film doit être égale à au moins dix fois le rayon de contact pour réduire l'erreur obtenue – à moins de 10 % – par application de la théorie conventionnelle de Holm à moins de 10 %.

Les effets du resserrement des lignes de courant (« crowding ») près d'un contact circulaire ont été analysés de manière analytique par (Allen et al., 1991), en considérant un système simple de plaques parallèles conductrices d'épaisseur respectives  $t_0$  et  $t_2$ , connectées par un cylindre de rayon  $a$  de longueur  $t_1$  (Figure 22). L'équivalence avec le contact électrique est obtenue en assimilant les plaques conductrices aux films minces métalliques et le cylindre à la zone de contact. Soit :

- $R_{film}$  : la résistance d'un film, obtenue par le rapport de sa résistivité sur son épaisseur ( $\Omega$ )
- $P_c$  : la résistance surfacique contact ( $\Omega.m^2$ )
- $L$  : le paramètre défini par :

$$L = \sqrt{\frac{P_{c01} + P_{c12} + \rho_1 t_1}{R_{film0} + R_{film2}}} \quad (1.41)$$

Si le rapport  $a/L \gg 1$ , le degré de resserrement des lignes de courant est significatif et la majorité du courant entre et sort du cylindre près des bords. La résistance globale du contact s'exprime alors par :

$$R_c = \frac{(R_{film1} + R_{film2}) I_0(a/L)}{2\pi a I_0'(a/L)} \quad (1.42)$$

avec  $I_0$  la fonction de Bessel modifiée de première espèce. Ainsi, si  $R_c$  est la valeur mesurée expérimentalement, la véritable résistance de contact est contenue dans le paramètre  $L$ . La simulation éléments finis montre d'ailleurs que la résistance due aux perturbations des lignes de courant aux alentours du contact est souvent bien supérieure à la résistance de constriction (Norberg et al., 2006). La formule (1.42)

reste correcte même s'il n'y a pas resserrement des lignes de courant, elle peut donc s'appliquer sans condition particulière par rapport à la taille du contact.

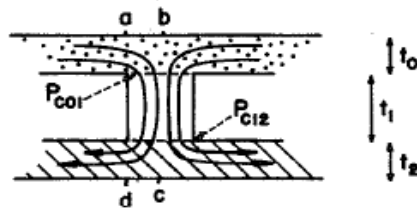


Figure 22 Vue en coupe de la structure de contact plaque /cylindre /plaque (Allen et al., 1991)

Afin de se rendre compte concrètement de l'influence de l'épaisseur du film mince des membres du contact sur la résistance mesurée, des calculs par éléments finis ont été réalisés grâce au logiciel COMSOL (Poulain, 2008) sur le modèle de (Norberg et al., 2006), présenté Figure 23. Il s'agit d'une plaque en or, de longueur  $L = 2000 \mu\text{m}$ , de largeur  $W = 1000 \mu\text{m}$  et de hauteur  $H$  variable. Elle est surmontée d'un spot de contact, modélisé par un disque de rayon  $a = 30 \mu\text{m}$  et d'épaisseur non nulle :  $l = 30 \mu\text{m}$  (les dimensions étant ici très grandes devant le libre parcours moyen des électrons dans Au i.e. 36nm, seul le régime de conduction ohmique est considéré). Du fait de la symétrie, le modèle ne comporte qu'un demi-contact, lisse (la rugosité n'est pas prise en compte). Un potentiel électrique de 0,5 V est appliqué au sommet du spot de contact et un de -0,5 V sur un des bords dans le sens de la largeur. Les autres surfaces sont isolées électriquement. Il est de plus supposé que le courant traversant le contact est suffisamment faible pour ne pas provoquer d'échauffement.

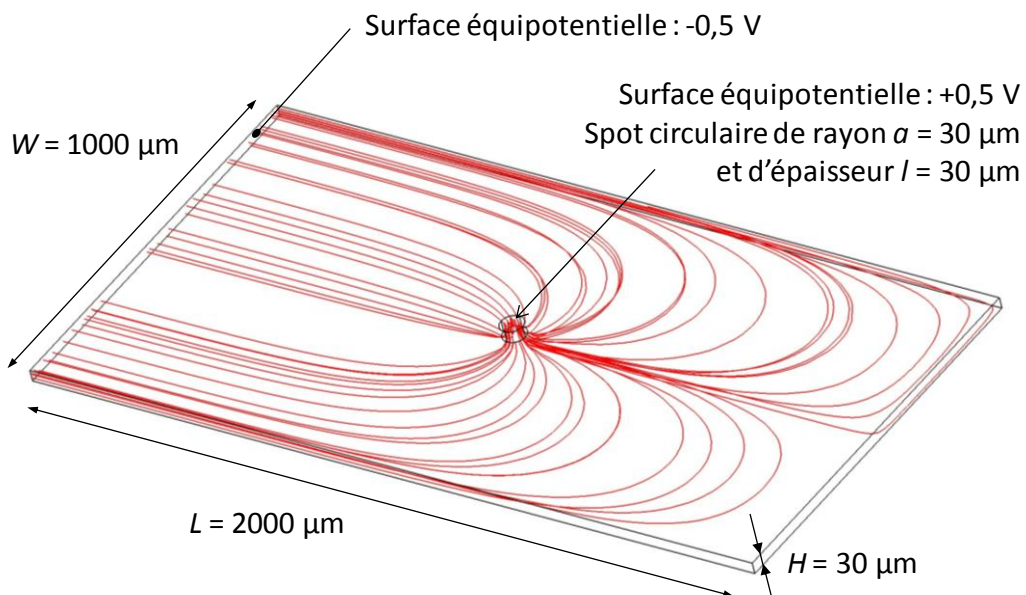


Figure 23 Répartition des lignes de courant dans un membre du contact d'épaisseur  $H_2 = 30 \mu\text{m}$  (Poulain, 2008).

Quatre cas sont étudiés correspondant à quatre épaisseurs d'électrode différentes :  $H_1 = 1000 \mu\text{m}$ ,  $H_2 = 30 \mu\text{m}$ ,  $H_3 = 10 \mu\text{m}$  et  $H_4 = 4 \mu\text{m}$ . Le premier correspondant à une constriction longue et les suivants à des constriction courtes. Pour chaque cas, la résistance simulée par COMSOL (en méthode « 4 fils ») est comparée à la valeur obtenue par la théorie usuelle. Celle-ci correspond à la somme de la résistance du demi-contact, obtenue par application de la formule de Maxwell (1.28) et de la résistance du spot cylindrique (1.31). Soit  $0,41 \text{ m}\Omega$  dans le cas présent.

Au vu des résultats :  $R_1 = 0,41 \text{ m}\Omega$ ,  $R_2 = 0,50 \text{ m}\Omega$ ,  $R_3 = 0,894 \text{ m}\Omega$  et  $R_4 = 1,80 \text{ m}\Omega$ , il est clair que l'épaisseur du film mince joue un rôle critique sur la résistance mesurée dès que la configuration du contact correspond à une constriction courte. Dans ce cas, le calcul usuel n'est plus applicable, car il ne tient pas compte du resserrement des lignes de courant qui augmente considérablement la résistance totale.

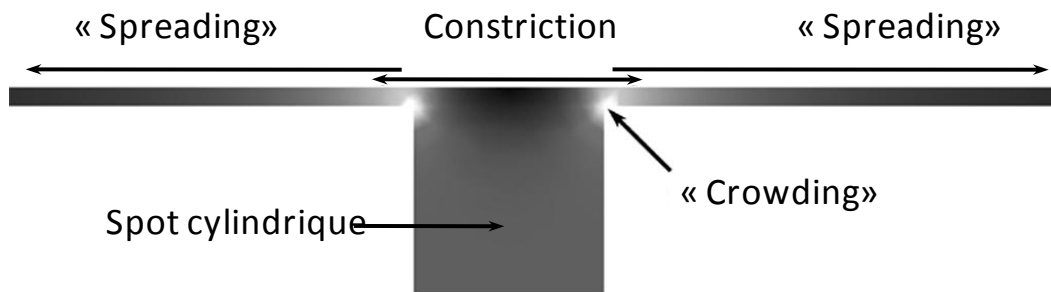


Figure 24 Illustration des 4 contributions résistives présentes sur un demi-contact (Norberg et al., 2006)

Enfin, il ne faut pas oublier la résistance causée par la propagation du courant dans le film mince (« spreading ») et qui correspond globalement à la résistance de couche (« sheet resistance »,  $R_{\square} = \rho/H$ ).

Dans le calcul de la résistance totale de contact, la non-prise en compte des effets de la couche mince conduit à grandement sous-estimer celle-ci, ce qui peut être à l'origine d'un désaccord entre l'expérience et la modélisation. Les résistances dues aux « crowding » et au « spreading » des lignes de courant (Figure 24) deviennent en effet prépondérantes dans le cas des constriction courtes, et une mauvaise interprétation des résultats pourrait par exemple conclure à la présence d'un film de contamination résistif (même si cela reste possible).

## 4.6 Influence des films de contamination

L'oxydation du matériau de contact ou la contamination de surface doivent à tout prix être évitées, car si dans les contacts classiques, les forces et les courants employés permettent de rompre une éventuelle contamination, ce n'est plus possible à l'échelle des MEMS (Ma et al., 2007). Un film étranger dans le contact peut donner naissance à une résistance additionnelle, supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la résistance de constriction, et qui par conséquent, contrôle la résistance me-

surée (Dickrell and Dugger, 2005). Il en résulte des instabilités dans la mesure de résistance, en particulier à faible force, dont la variabilité serait due à l'inhomogénéité (chimique et topographique) du film (Brown, 2008, Tringe et al., 2003). Ainsi, la propreté de la surface de contact devient un point critique à cette échelle, expliquant l'utilisation massive de l'or comme matériau de contact dans les micro-relais MEMS (cf. chapitre 2).

#### 4.6.1 Caractéristiques et formation

---

La composition et l'épaisseur des films de contamination varient selon le type de métal. Ainsi, les matériaux de contact communs (aluminium, cuivre ou argent) ne sont pas utilisés car sujets à l'oxydation et à la corrosion. A contrario, l'or est choisi pour sa grande résistance à la corrosion bien que sujet à l'adsorption de fines couches d'hydrocarbures (Tringe et al., 2003). Par ailleurs, des résidus des procédés de nettoyage et de gravure peuvent aussi éventuellement être présents. La comparaison des valeurs de résistance électrique mesurées entre un contact réalisé avec un or fraîchement déposé et un autre ayant suivi les étapes typiques de fabrication d'un relais montre que le second présente une résistance 25 % plus importante (Ma et al., 2007).

Deux types de films contaminants sont considérés : les films physisorbés et chimisorbés (Holm, 1967). Les atomes chimisorbés sont reliés aux atomes de la surface métallique par des liaisons covalentes. Parfois à caractère ionique, ces liaisons présentent une énergie allant de 1 à 8 eV. Les films chimisorbés peuvent endurer friction et températures élevées mais ils sont rarement plus épais que 10 Å et peuvent par conséquent être facilement traversés au moyen de l'effet tunnel. Sachant que quelques minutes suffisent pour permettre le dépôt de couches chimisorbées, il est certain que nous y serons confrontés. La spectroscopie Auger (AES) permet d'observer fréquemment des pics d'oxygène et de carbone en plus des pics d'or (Kwon et al., 2008a). Des épaisseurs de 20 – 40 Å d'hydrocarbures adsorbés ont d'ailleurs été observées sur de l'or fraîchement nettoyé avec des solvants agressifs et conservé sous N<sub>2</sub> (Hyman and Mehregany, 1999).

Les particules physisorbées sont reliées au métal par les forces de Van Der Waals avec des faibles liaisons de l'ordre de 0,05 eV. Elles constituent la couche de contamination extérieure qui contribue le plus à la résistance parasite, d'autant plus qu'elle peut évoluer en oxyde. Mais le film ainsi formé, d'une épaisseur de 2 à 4 nm, peut être ôté (ou à défaut, pénétré) mécaniquement avec une force de contact de plusieurs centaines de  $\mu\text{N}$  (Holm, 1967, Schimkat, 1998). Par ailleurs, l'échauffement du contact permet lui aussi de débarrasser l'aire de contact du film isolant (Jensen et al., 2005a).

Dans le cas du cyclage à l'air (et même sous vide ou en atmosphère contrôlée si des contaminants sont déjà présents), l'augmentation de la résistance de contact est vraisemblablement due à l'accumulation de films adsorbés (fretting), réduisant peu à peu l'aire de contact métallique réelle (Slade, 1999, Vincent et al., 2008). Une fois que l'aire de contact est entièrement recouverte, la résistance de contact passe rapidement à la gamme du k $\Omega$  (Ke et al., 2009). Les brusques réductions de

résistance quelquefois observées correspondent alors à une cassure du film lors du contact, en particulier avec l'augmentation de la force appliquée (Majumder et al., 1998, Jensen et al., 2005a).

Un haut niveau de propreté peut être obtenu après traitements répétés à l'ozone : le film adsorbé est toujours présent mais rendu plus conducteur. Sous ultra vide, les résultats sont encore meilleurs (Tringe et al., 2003, Jensen et al., 2005b). Par contre, sous atmosphère inerte ( $N_2$ ), la physique du contact n'est pas modifiée et c'est toujours l'effet tunnel qui domine la résistance mais les effets de l'humidité sont minimisés (Majumder et al., 1998, Tringe et al., 2003, Ma et al., 2007).

Le vieillissement du contact (ou « Schaltreinigung » / « fritting » dans sa forme la plus extrême) était couramment employé pour nettoyer le contact : il s'agissait de casser le film de contamination par contacts mécaniques répétés (avec un fort courant électrique dans le deuxième cas mais qui résulte la plupart du temps en dégradation du contact par transfert de matière (Yang, 2008)). Ce phénomène est fréquemment observé à travers une diminution de la résistance mesurée dans les micro-relais après quelques cycles (Figure 5).

Bien que ces films réduisent et parfois même empêchent le contact métallique, des surfaces parfaitement propres ne sont par contre pas plus souhaitables, à cause de la trop forte adhésion qu'elles engendreraient (Tringe et al., 2003) ; le cas du film d'eau (traité à la section précédente) aurait par contre l'effet inverse.

#### 4.6.2 Résistance électrique due au film de contamination

---

Quand la résistance électrique mesurée est plus élevée que celle calculée, la présence d'un film de contamination correspondant à une résistance supplémentaire  $R_f$  est souvent supposée. Soit  $d$  son épaisseur et  $\rho_f$  sa résistivité, sa valeur pour un contact d'aire apparente  $A_c$  est donnée par :

$$R_f = \frac{\rho_f d}{A_c} \quad (1.43)$$

Dans le cas d'un contact parfait de rayon  $a$ , la résistance de contact correspond alors à :

$$R = \frac{\rho}{2a} + \frac{\rho_f d}{\pi a^2} \quad (1.44)$$

L'équation (1.44) permet de mettre en évidence l'importance de la résistance du contaminant par rapport à la constriction ( $\rho_f \gg \rho$ ) ainsi que de montrer l'influence de la taille du contact sur leur rapport. Cette expression sert aussi parfois à calculer la résistance électrique d'un contact dont les membres présentent un empilement de matériaux différents où le matériau de contact est le plus résistif (typiquement couche de ruthénium sur or). Ce dernier endosse alors le rôle du film isolant (Ke et al., 2009).

Si le film de contamination est assez fin (quelques Ångströms) pour être perméable aux électrons au moyen de l'effet tunnel, la résistance engendrée est relativement faible ; le contact est dit « quasi métallique ». D'après (Tringe et al., 2003, Majumder et al., 1998, Patton and Zabinski, 2005b), l'effet tunnel est le mécanisme



dominant de transfert de charges pour les contacts en or que ce soit à l'air ou en environnement sec d'azote. Son effet étant d'autant plus marqué que l'intensité est faible (Patton and Zabinski, 2005b). Enfin, le contact est quasi métallique jusqu'à des forces appliquées de 20 – 60  $\mu\text{N}$ . Au-delà, la conduction devient entièrement métallique (Hyman and Mehregany, 1999).

## Conclusion

Bien souvent, la résistance électrique mesurée pour un contact rugueux réalisé entre films minces conducteurs comme c'est le cas dans les MEMS, ne correspond pas véritablement à la résistance de contact proprement dite (Figure 25) : cette dernière, qui doit prendre en compte l'ensemble des spots conducteurs, peut être masquée par les effets du film mince conducteur et d'une éventuelle contamination. Si les seconds nécessitent de prendre des précautions quant à l'environnement de fonctionnement, les premiers peuvent constituer une valeur limite inférieure de résistance.

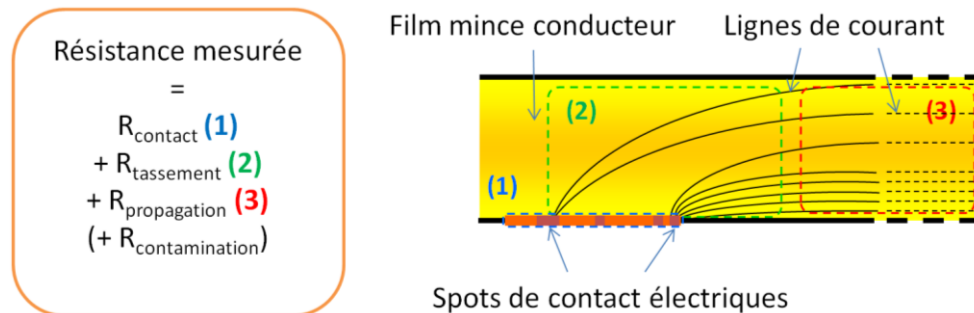


Figure 25 Schématisation sur une coupe transversale d'un contact rugueux entre films minces des principales contributions à la résistance mesurée.

Dans notre étude, nous considérerons l'ensemble de ces phénomènes, en particulier au moment d'analyser les résultats expérimentaux (chapitre 3) et de modéliser le contact électrique (chapitre 4). Nous ferons néanmoins l'hypothèse que les échantillons – Au principalement – ne présentent pas de contamination résistive importante.

# 5 Échauffement des contacts

---

## Introduction

Le rayon d'un spot de contact réel dans un micro-relais est de l'ordre de quelques nanomètres à quelques micromètres. Dès lors, même un courant de faible intensité traversant cette constriction équivaut à une forte densité de courant (supérieure à quelques milliers d'Ampères par mm<sup>2</sup>), pouvant éventuellement conduire à la fusion par effet Joule. Mais même sans aller jusqu'à cet extrême, l'agrandissement de l'aire de contact par effet thermomécanique et la variation rapide de conductivité avec la température sont à l'origine de la thermo dépendance de la résistance de contact. La connaissance de la température de la striction peut donc s'avérer primordiale et une manière simple d'y accéder est de faire appel à l'équation de Kohlrausch qui la relie à la tension de contact.

---

## 5.2 Relation de Kohlrausch

Afin que la relation de Kohlrausch soit applicable, le tube de courant défini en 4.2 (Figure 18) doit aussi être un tube de flux thermique : l'énergie thermique s'écoule entièrement dans le métal, sans perte latérale, depuis la striction à température maximale, jusqu'aux surfaces d'extrémité  $S_0$  et  $S_0'$  que l'on suppose maintenues aux températures constantes  $T_0$  et  $T_0'$ . Cette hypothèse peut se justifier par le fait que les surfaces de contact en regard sont très rapprochées et à des températures locales très voisines, si bien que les pertes thermiques aussi bien d'un contact à l'autre que vers l'environnement sont négligeables. Dans ces conditions, l'hypothèse de Kohlrausch (Greenwood and Williamson, 1958) est la suivante :

*« Les conducteurs ont en tout point des conductivités qui ne dépendent que de la température locale et les surfaces d'extrémité sont équipotentielles et isothermes. »*

Autrement dit, toutes les surfaces équipotentielles sont également des surfaces isothermes, et sur chacune d'elles la résistivité électrique  $\rho$  comme la conductivité thermique  $\lambda$  restent constantes. De plus, il existe sur chaque équipotentielle - isotherme une relation simple entre le potentiel  $V$  et la température  $T$  qui s'applique quelle que soit la géométrie des conducteurs traversés par un courant  $I$  (Féchant and Tixador, 2003). Il s'agit de l'équation de Kohlrausch sous sa forme élémentaire :

$$VdV = -\rho(T)\lambda(T)dT \quad (1.45)$$

L'énergie thermique engendrée dans les deux conducteurs ne peut s'évacuer que par  $S_0$  et par  $S_0'$ , d'où l'existence d'une équipotentielle - isotherme qui est à la température maximale  $T_m$  et à travers laquelle aucun flux thermique ne circule. Le potentiel nul ( $V_m = 0$ ) lui est affecté. Dans ces conditions, l'intégration de (1.45) entre  $T$  et  $T_m$  donne la relation de Kohlrausch :

$$V(T) = \left( 2 \int_T^{T_m} \rho(\tau) \lambda(\tau) d\tau \right)^{1/2} \quad (1.46)$$

Pour un conducteur homogène isotrope, en régime stationnaire électrique et thermique, elle est indépendante de la géométrie et, en théorie, de la nature du métal. La relation de Kohlrausch peut même s'étendre à des structures constituées de plusieurs métaux différents, à condition qu'ils soient juxtaposés selon des surfaces équipotentielles. Même dans le cas où la température de fusion du métal est dépassée dans la striction et si cette dernière n'est pas géométriquement modifiée par écoulement du métal en fusion, la relation de Kohlrausch continue de s'appliquer.

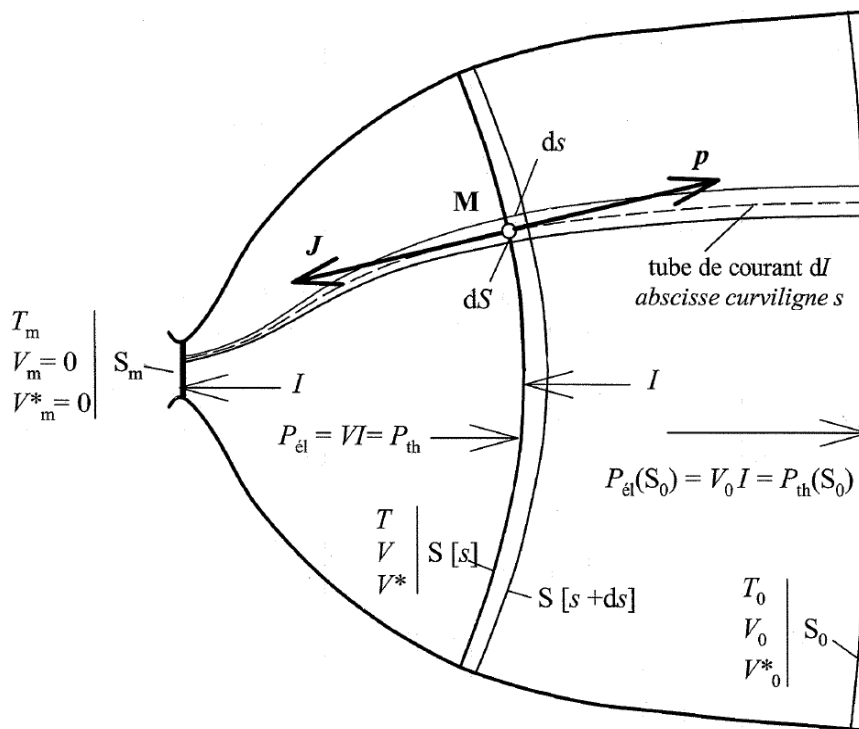


Figure 26 Structure géométrique d'un membre du contact dans l'hypothèse des équipotentielles - isothermes (Féchant and Tixador, 2003)

Dans le cas d'un conducteur symétrique, la surface  $S_m$  de température maximale  $T_m$  est la surface centrale du tube correspondant au contact. Mais lorsque les températures d'extrémités ( $T_0$  et  $T_0'$ ) diffèrent, la surface  $S_m$  se déplace vers la surface où la température d'extrémité est la plus élevée. De même, pour deux pièces en contact, de forme identique mais de métaux différents, le point le plus chaud se localisera dans le métal le plus résistif.

Enfin, la relation de Kohlrausch est souvent utilisée sous sa forme simplifiée grâce à la loi de Wiedemann-Franz à laquelle obéissent la plupart des métaux. Elle stipule que le rapport des conductivités thermique  $\lambda$  et électrique  $\sigma$  est indépendant de la nature du métal et évolue proportionnellement à la température :

$$\rho(T) \lambda(T) = \frac{\lambda(T)}{\sigma(T)} = LT \quad (1.47)$$

où  $L$  est le « nombre de Lorentz », qui vaut  $2,45 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2 \cdot \text{K}^{-2}$ . En réalité,  $L$  varie avec la température mais les métaux bons conducteurs suivent la loi d'assez près. La relation (1.46) devient alors :

$$V(T) = \left( 2 \int_T^{T_m} L \tau d\tau \right)^{1/2} = \sqrt{L} \sqrt{T_m^2 - T^2} \quad (1.48)$$

d'où la tension aux bornes d'un contact complet dont les extrémités sont à  $T_0$  :

$$U_c = 2\sqrt{L} \sqrt{T_m^2 - T_0^2} \quad (1.49)$$

Cette formule est utilisée en pratique pour calculer la « tension de fusion »  $U_f$  du métal considéré en remplaçant  $T_m$  par la température de fusion  $T_f$ , mais elle sert le plus souvent à évaluer la température de la striction (sous condition que les points de mesures ne soient pas trop éloignés de la striction afin de respecter l'hypothèse des équipotentielles – isothermes).

Cependant, la relation de Kohlrusch n'est plus valable lorsque le rayon des spots de contact est de l'ordre du libre parcours moyen ou moins (Jensen et al., 2005c, Timsit, 1983). Par exemple, les tensions de ramollissement observées dans les MEMS sont bien plus importantes que celles calculées et augmentent avec la diminution de la taille des contacts (Figure 27) (Jensen et al., 2005a) : si le régime n'est plus diffusif, les électrons ne transfèrent plus toute la chaleur à l'intérieur de la constriction. C'est pourquoi, dans le modèle de Jensen, seul le terme de Maxwell ( $\gamma R_M$ ) contribue à l'échauffement dans l'équation (1.35) de la résistance de contact  $R_c$ . Soit pour deux surfaces aux températures  $T_1$  et  $T_2$  telles que  $T_2 \geq T_1$ , les expressions de la température  $T_c$  et la tension  $U_c$  du contact deviennent :

$$T_c^2 = \frac{\gamma R_M}{4R_c L} U_c^2 + \frac{1}{2} (T_1^2 + T_2^2) \quad (1.50)$$

$$U_c = \sqrt{\frac{2R_c L}{\gamma R_M} (2T_c^2 - T_1^2 - T_2^2)} \quad (1.51)$$

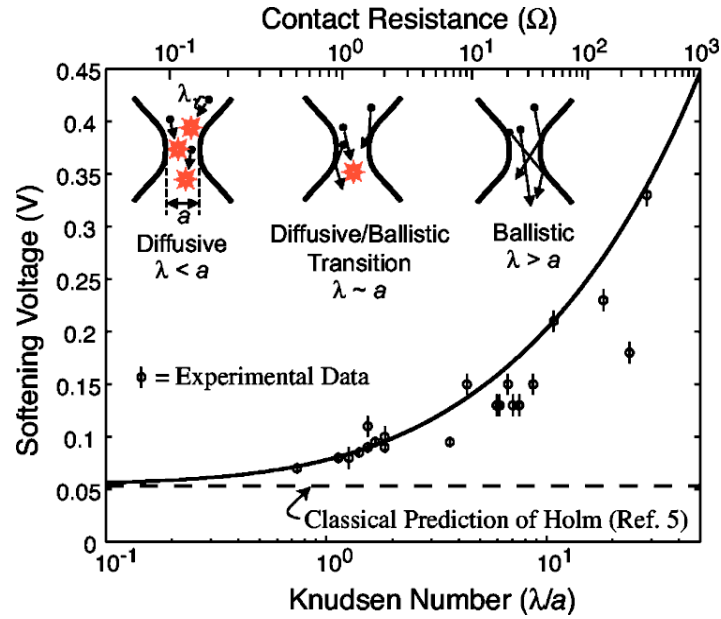


Figure 27 Valeurs mesurées des tensions de ramollissement pour des contacts en transition balistique - diffusif. La ligne en pointillés correspond à la relation de Kohlrausch simple et la courbe pleine au modèle développé par Jensen (Jensen et al., 2005c).

## Conclusion

La relation de Kohlrausch et ses dérivées permettent une estimation de la température au moins au niveau des spots de contacts. Les échanges thermiques avec l'environnement (et en particulier le substrat) à l'échelle de la macro striction ne correspondent effectivement plus aux conditions d'application. Concrètement, une augmentation de 10 mA aura pour effet une hausse de la température de 10 à 30 °C tandis qu'augmenter l'intensité de 200 – 500 mA élèvera la température du contact de plusieurs centaines de degrés (Brown, 2008). Or la hausse de température donne lieu à une compétition entre deux événements antagonistes par rapport à la résistance électrique : l'extension de l'aire de contact d'une part et l'augmentation de la résistivité d'autre part. De plus, les interactions physiques complexes entre déformation thermomécanique, flux de courant et échauffement du contact dans les applications RF-MEMS rendent difficile l'obtention de prédictions précises relatives au comportement et aux performances des micro-relais. Mais dans tous les cas, température élevée rime avec durée de vie raccourcie. C'est pourquoi l'intensité du courant est en général choisie à des valeurs assez faibles pour un contact à température modérée. Concrètement, en dehors des mesures relatives à l'influence du courant, nous imposerons des intensités comprises entre 1 et 10 mA.

# 6 Comportement mécanique des matériaux en contact

---

## Introduction

Pour certaines applications (par exemple aérospatiales), les micro-relais sont amenés à rester en position fermée pendant une longue période pouvant même correspondre à plusieurs années (Brown et al., 2009). C'est pourquoi la compréhension et la prédiction précise du comportement mécanique des matériaux en contact font partie intégrante du design et de la performance des micro-relais pour ces utilisations (Patton and Zabinski, 2005b).

---

## 6.2 Notions sur le fluage

Le fluage correspond à la déformation d'un matériau pendant le maintien constant de la température et de la contrainte. Cette déformation de nature plastique est visqueuse, c'est-à-dire dépendante du temps de maintien. Sa vitesse dépend essentiellement de la contrainte appliquée, de la température et des propriétés mécaniques et microstructurales. Le fluage doit être pris en considération dès que la température d'emploi est proche ou supérieure à un cinquième de la température de fusion ou si les contraintes appliquées sont importantes (Saint-Antonin, 1995). Un comportement visqueux important des métaux est par exemple observé pour une température supérieure à la moitié de la température de fusion (Ranc, 2003). En général, il existe trois stades de fluage (Figure 28) :

- une phase primaire, transitoire, où la vitesse de fluage diminue avec le temps
- une phase secondaire, stationnaire, qui est caractérisée par une vitesse de fluage constante, et enfin
- une phase tertiaire où la vitesse de déformation augmente jusqu'à la rupture du matériau.

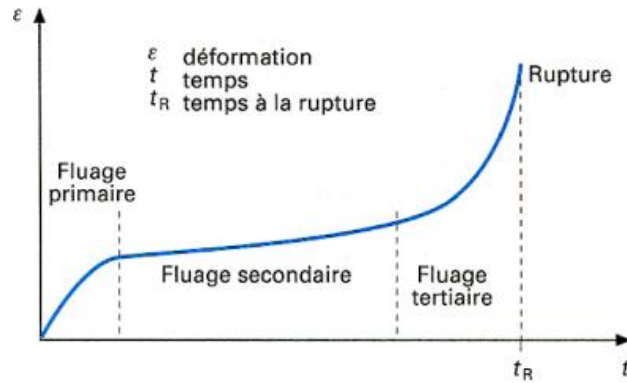


Figure 28 Courbe caractéristique des trois domaines du fluage jusqu'à la rupture : déformation en fonction du temps (Saint-Antonin, 1995).

Le fluage primaire est en général représenté par une loi puissance (loi d'Andrade) :

$$\varepsilon = At^\alpha \quad (1.52)$$

avec  $\alpha$  valant souvent 1/3. D'une manière générale, plus la contrainte est importante, plus la durée du fluage primaire augmente alors que celle du fluage secondaire diminue. Ce dernier est couramment modélisé par l'évolution de la vitesse de déformation en fonction de la contrainte. La loi de Norton est par exemple très utilisée pour les faibles contraintes :

$$\dot{\varepsilon} = A\sigma^p \quad (1.53)$$

Mais pour des contraintes plus importantes, l'expression suivante sera préférée :

$$\dot{\varepsilon} = Ae^{\alpha\sigma} \quad (1.54)$$

Cependant, afin de tenir compte de l'effet des hautes températures, un terme doit être ajouté (Evans and Wilshire, 1993) :

$$\dot{\varepsilon} = A\sigma^p \exp\left(-\frac{Q_c}{kT}\right) \quad (1.55)$$

Les expressions (1.52) à (1.55) ont en commun les paramètres suivants :

- $A$  est un paramètre reliant les propriétés du matériau aux mécanismes de fluage.
- $\sigma$  est la contrainte en compression
- $p$  est généralement compris entre 3 et 10, il est déterminé par la composition du matériau (5,5 pour Au)
- $Q_c$  est l'énergie d'activation pour le fluage (200 kJ/mole pour Au)
- $T$  est la température absolue
- $k$  est la constante de Boltzmann

Néanmoins, pour des températures inférieures à  $0,3 T_f$ , les trois stades du fluage ne sont pas observés : la vitesse de déformation décroît continûment dès le début du fluage, pour presque s'annuler. C'est le fluage logarithmique (Saint-Antonin, 1995), correspondant au fluage primaire même si la formule suivante est préférée (François, 2005) :

$$\varepsilon = A \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \quad (1.56)$$

Le fluage peut se produire en deux régions critiques du micro-relais : au niveau de la structure (poutre cantilever ou pont) et du contact. Sous de fortes charges ou à haute température, les contraintes dans le cantilever peuvent le déformer, modifiant alors la force appliquée ainsi que la géométrie du contact, et provoquant ainsi une modification substantielle de la résistance de contact. Dans les cas les plus graves, la déflexion causée par le fluage peut être si importante qu'il peut ne plus y avoir de contact électrique ou à l'inverse, que la structure reste fermée (Brown, 2008). Cependant, nous nous intéresserons dans la suite seulement au fluage intervenant au niveau du contact, ce dernier étant à l'origine d'une décroissance de la résistance de contact en fonction du temps, sous charge constante. Ce phénomène était déjà observé à l'échelle macroscopique pour de très fortes charges (centaines de Newtons) au bout d'un temps très long (plusieurs dizaines de jours) (Holm, 1967). Pour des dispositifs de dimensions inférieures (rivets de rayon 15 mm sous une charge appliquée de 500 mN), la résistance se stabilise au bout de quelques heures avec une valeur significativement moindre que celle initiale, et ce d'autant plus si la rugosité de surface est importante (Poulain et al., 1995). Car comme seules les aspérités les plus hautes entrent en contact, elles sont soumises à des contraintes bien supérieures à la limite élastique (Gonzalez-Valadez and Dwyer-Joyce, 2009), entraînant un écoulement plastique lors de l'établissement des premiers contacts. Le fluage tend à progressivement agrandir l'aire des spots de contacts et à rapprocher légèrement les surfaces en regard, créant de nouveaux points de contact résultant en une diminution de la résistance électrique au cours du temps. Ainsi, dans les micro-relais où l'influence de la rugosité des surfaces en contact est encore plus importante, la manifestation du fluage est encore plus marquée (cf. section 2). Dans (Rezvanian et al., 2008, Brown et al., 2009), l'évolution de la résistance en fonction du temps est approchée par une loi de puissance qui prend en compte la topographie de surface, les caractéristiques des matériaux et les contributions de facteurs extérieurs comme les films de contamination et la température :

$$R = Ct^{-\alpha} + B \quad (1.57)$$

- $C$  reflète la topographie initiale de la surface. Plus la surface est rugueuse et plus la valeur de  $C$  est élevée.
- $\alpha$  dépend du matériau et du mécanisme de fluage
- $B$  représente la valeur de résistance limite à  $t = \infty$ . Il correspond à une combinaison de la résistance du contact en court-circuit et des contributions de l'ensemble des résistances entrant dans la mesure (hormis celle du contact) : contamination, lignes de transmission du signal, connexions...

$\alpha$  et  $B$  sont propres à un contact électrique donné, alors que la valeur de  $C$  évolue avec les essais.

Le fluage peut apparaître par le mouvement des dislocations ou par diffusion des atomes des régions à hautes contraintes vers celles à basses contraintes. Le premier apparaît généralement aux fortes contraintes et mène à une relation en loi de puissance entre la vitesse de déformation et la contrainte, alors que le second se produit pour des contraintes plus faibles et conduit à un comportement visqueux linéaire (Gonzalez-Valadez and Dwyer-Joyce, 2009). Or quand l'échelle de la structure se réduit à l'échelle nanométrique, les sources de dislocations sont largement



réduites et la diffusion devient le mécanisme de transfert de masse dominant. La faible hauteur de barrière pour la diffusion atomique dans les nanostructures permet aux atomes d'aller rapidement vers la surface (Chen et al., 2008).

Dans un test de fluage classique, l'échantillon est soumis à une force de traction (ou de compression) constante et l'élongation (ou la compression) est mesurée. En nanoindentation, il est couramment observé que le maintien d'une charge sur la plupart des matériaux provoque une augmentation de la profondeur d'indentation. Ce phénomène a ainsi été utilisé pour étudier les propriétés du fluage (Fischer-Cripps, 2004, Feng and Ngan, 2002, Ngan et al., 2005, Nagy et al., 2006). Cependant à l'échelle des MEMS, les déformations plastiques associées aux aspérités sont si petites comparées aux déformations élastiques du volume qu'elles sont difficiles à observer.

Le fluage sous influence de courant électrique est accéléré, principalement par une modification de la température. Une illustration intéressante de ce phénomène présentée (Klypin, 1973) montre que l'application d'un courant électrique dans un contact en cuivre pendant l'étape de fluage secondaire produit une augmentation brutale de la vitesse de fluage qui décroît ensuite régulièrement avec le temps pour atteindre une valeur constante. Une fois le courant arrêté, un fluage négatif est même observé, suivi d'une période de fluage nul, avant que le fluage se poursuive à vitesse constante. L'influence de la température environnante est par ailleurs démontrée par (Jensen et al., 2005a) et (Brown et al., 2009) (cf. section 2). Dans la première étude, bien que du fluage soit observé à température ambiante (diminution de la résistance électrique de contact avec le temps), celui-ci est amplifié dès que l'échauffement extérieur du contact débute (Figure 8) avec la plus grosse chute de résistance observée à 68 °C. Dans la seconde, plus aucune variation temporelle de résistance n'est observée à une température de quelques °K. Le mécanisme proposé est le suivant : le fluage aboutit à un durcissement du contact par plastification mais l'augmentation de température entraîne un ramollissement de sorte que l'écoulement plastique peut se poursuivre. Le fluage est ainsi amplifié par élévation de la température.

---

## Conclusion

Le fluage du contact dans les micro-relais MEMS ajoute une composante temporelle à un comportement électro thermo mécanique déjà complexe. Ce mécanisme étant par ailleurs principalement contrôlé par la rugosité et la température du contact, les modèles de contact mathématiques basés sur une combinaison de ressorts et d'amortisseurs pour décrire le comportement du matériau sont souvent incapables de capturer correctement les résultats des expériences de fluages à cette échelle (Brot et al., 2008). Or, au-delà de son effet sur la résistance électrique de contact, il apparaît que le fluage peut aussi contrôler l'adhésion : l'aplatissement partiel des aspérités de la surface à chaque contact est le principal mécanisme conduisant à une modification permanente de la géométrie du contact et de fait aug-

mente les forces d'adhésion (Gregori and Clarke, 2006). Nous aborderons ces questions par le biais de mesures de résistance de contact en fonction du temps (chapitre 3 – 2).

# Conclusion

Pour dimensionner efficacement les composants et fournir une résistance de contact stable pour une force minimale, les concepteurs des micro-relais MEMS se doivent de maîtriser les relations entre les différents paramètres qui régissent le contact. Ainsi, la rugosité de surface et le comportement des aspérités sont des facteurs critiques qui affectent le comportement du contact pour les échelles allant du nano au micro dans les MEMS. Le rapport important surface/volume de ces dispositifs souligne qu'il est primordial de comprendre comment les aspérités se comportent au niveau du contact mais les interactions physiques complexes entre déformation thermomécanique, flux de courant et échauffement du contact rendent difficile la prédiction exacte le comportement du contact. D'où la nécessité d'étudier expérimentalement ces différents paramètres de préférence par l'intermédiaire de dispositifs permettant de décorrélérer leurs effets (chapitre 2). Ainsi, des lois de comportement expérimentales pourront être obtenues (chapitre 3) et serviront de référence après avoir été validées par une modélisation (chapitre 4).

# Chapitre 2

## Présentation des dispositifs et outils expérimentaux

# Introduction

Comme il est démontré dans le chapitre précédent, l'étude du contact électrique dans les micro-relais (microswitches) est de première importance pour leur performance. Sa configuration peut être de type sphère / plan ou plan / plan. Dans une grande majorité des cas, la géométrie du contact correspond au cas sphère / plan car plus facile à contrôler. C'est aussi celle choisie par le CEA – LETI pour ses micro-commutateurs et par conséquent celle qui sera considérée dans ce travail de thèse. Ainsi, le contact électrique étudié correspond généralement à des efforts allant de 50 à 500  $\mu\text{N}$ , appliqués entre des structures hémisphériques conductrices (bumps) dont les rayons de courbure s'échelonnent de 10 à 300  $\mu\text{m}$  et une structure plane conductrice. Le matériau de contact généralement employé dans les microsystèmes est l'or, en particulier pour sa faible résistivité électrique, sa résistance à l'oxydation et à la corrosion ou encore grâce à sa facilité de dépôt avec les procédés de la microélectronique (Patton and Zabinski, 2005b). Cependant, il est aussi sujet à quelques défaillances, notamment par collage (Patton and Zabinski, 2005a). L'emploi d'autres matériaux de contact doit être examiné mais le temps de réalisation d'un nouveau micro-relais fonctionnel est trop long pour mener des études de R&D. La mise au point de véhicules de test rapides à mettre en œuvre s'avère donc nécessaire.

Le contact entre ces échantillons doit être réalisé par un dispositif qui doit en outre permettre d'en mesurer la résistance sous une charge donnée. Dans le chapitre précédent, il a été montré que la force de contact a une influence directe sur la résistance de contact. Il en est de même pour l'intensité du courant traversant la zone de contact, qui par l'intermédiaire de la dissipation d'énergie par effet Joule, va provoquer un changement de température. L'objectif est donc de mettre en œuvre une démarche expérimentale pour quantifier ces effets afin de les confronter aux modèles existants.

Ce chapitre a pour but de présenter les dispositifs expérimentaux utilisés en commençant par les échantillons et leurs moyens de caractérisation, les méthodes de mesure électriques ainsi que les montages expérimentaux. Cette partie s'achèvera par une description de la méthode développée et utilisée pour caractériser la rugosité des échantillons à partir d'images AFM de la topographie de leur surface. Il s'agit d'un algorithme d'analyse d'image original, nécessaire pour disposer des paramètres de rugosité intervenant dans les modèles de contact rugueux mis en œuvre pour l'interprétation des résultats expérimentaux dans les chapitres suivants.

# I Propriétés des échantillons étudiés

---

## Introduction

La mise au point d'un dispositif expérimental passe obligatoirement par la conception des échantillons de test. Or, afin de pouvoir comparer les données obtenues à celles de la littérature, il est nécessaire d'utiliser en premier lieu des matériaux de contact généralement employés.

En termes de résistivité électrique, quatre métaux se distinguent nettement des autres (Féchant and Tixador, 2003) :

- le cuivre et l'aluminium, utilisés dans le domaine de la connectique de puissance mais qui exigent des moyens de protection contre la corrosion,
- l'or, utilisé pour de faibles puissances électriques et sous forme de revêtement en raison de son coût,
- l'argent, le plus intéressant pour l'appareillage à coupure, amélioré grâce à certains additifs. Cependant les forces appliquées dans les MEMS ne permettent pas de traverser la couche surfacique de sulfure (Chen et al., 2007).

Conformément au domaine d'application, l'or constituera donc le matériau de référence. Mais des alternatives devront être trouvées pour, par exemple, réduire les phénomènes d'adhésion. Il faudra dès lors prendre en compte les considérations suivantes :

- Si la dureté du matériau est plus élevée alors la résistance électrique de contact l'est aussi (aire de contact plus faible) mais elle reste plus stable dans le temps car moins sujette à la dégradation de surface (Hyman and Mehregany, 1999).
- Des simulations ont montré qu'une augmentation artificielle (mais irréalisable dans la pratique) du module d'Young de l'or de 80 GPa à 300 GPa conduit à multiplier la valeur de résistance de contact par deux (Pennec, 2009).
- Les matériaux considérés doivent être compatibles avec les méthodes de fabrication des circuits imprimés. Ils doivent de plus répondre aux exigences des MEMS : épaisseur de couche plus importante, propriétés mécaniques spécifiques, résistance à la gravure sacrificielle (Yang, 2008).
- Enfin, suivant la nature et les conditions de réalisation du dépôt métallique (évaporation, PVD, électrodéposition), les paramètres de rugosité vont différer (Herrasti et al., 1992) mais aussi les caractéristiques thermiques et électriques (Hyman and Mehregany, 1999).

Dans cette section, les principales caractéristiques des matériaux utilisés pour les expériences sont présentées et comparées, d'abord selon les données de la littérature (Tableau 5), puis selon leurs caractéristiques réelles mesurées expérimentalement.

---

## 1.2 Présentation des métaux et alliages utilisés

### 1.2.1 Au

---

L'or pur est un matériau qui a l'avantage de permettre une très faible résistance de contact à l'état fermé grâce à sa faible résistivité et à sa dureté peu élevée. Il est souvent utilisé comme matériau de contact dans les micro-relais grâce à son excellente conductivité électrique et à sa résistance à la corrosion. Cependant, l'usure du contact et l'adhésion sont les deux principaux modes de défaillance pour ces switches à cause de la ductilité du matériau et de sa forte énergie de surface (Patton and Zabinski, 2005a, Patton and Zabinski, 2005b, Lee et al., 2006). Il favorise également le fluage (Gregori and Clarke, 2006, Rezvanian et al., 2008). C'est pourquoi, afin de surmonter les problèmes d'adhésion et d'usure, les chercheurs se sont tournés vers des métaux alternatifs ou encore des alliages à base d'or pour les matériaux de contact mais avec dans chaque cas des résistances électriques de contact plus élevées (Schimkat, 1998, Brazzle et al., 2003, Coutu, 2004, Coutu et al., 2004, Lee et al., 2006, Chen et al., 2007, Yang, 2008, Ke et al., 2009).

Bien que l'or, métal noble, soit réputé non altérable, il subsiste toujours à la surface de ce métal une contamination carbonée en surface, résidu du procédé de nettoyage de la surface et/ou adsorbée due à une exposition à l'air (Dickrell and Dugger, 2005, Dickrell and Dugger, 2007). Les contaminants de surface de l'or sont généralement non conducteurs et l'effet tunnel a été rapporté comme étant le mécanisme de transfert de charge dominant pour les contacts en or dans l'air et dans un environnement d'azote sec (Kogut, 2005). Pour établir le contact électrique, il faut chasser les résidus de surface. Cela peut se faire si les pressions locales sont suffisantes, d'où une maîtrise délicate de la résistance de contact sous très faible charge (Pennec, 2009).

### 1.2.2 Ru et Rh

---

Le ruthénium et le rhodium font tous deux partie du groupe du platine. Le ruthénium est beaucoup plus dur que l'or et présente une résistivité bien plus importante. Les caractéristiques du rhodium sont intermédiaires. L'utilisation d'un film mince de l'un de ces métaux superposé à la couche d'or permet de réduire les phénomènes d'adhésion en contrepartie d'une résistivité accrue en surface. Néanmoins, comme il s'agit de matériaux durs, la fiabilité sur le long terme pour du cyclage s'en trouve améliorée : la durée de vie d'un tel contact est environ dix fois supérieure à celle d'un contact en or même si la résistance électrique correspondante est de 2 à 3 fois plus élevée (pour Ru) (Ke et al., 2009). Il peut être intéressant de noter que le dysfonctionnement est ici causé par une brutale augmentation de résistance alors qu'il consiste en un court-circuit pour l'or. Elle s'explique par la croissance d'un film de contamination par « fretting » qui augmente considérablement la résistance de contact au cours du cyclage (Chen et al., 2007). Les métaux du groupe du platine sont aussi connus pour favoriser une polymérisation (formation de polymères organiques sur les contacts avec des métaux catalytiques actifs via des mécanismes de tribo-

chimie) lors du cyclage, dégradant la résistance de contact (Slade, 1999, Lee et al., 2006). À cela s'ajoute la présence de couches d'oxyde pouvant aller jusqu'à modifier, au-delà même des propriétés électriques, les propriétés mécaniques des surfaces (Fortini et al., 2008a). La comparaison des deux métaux à l'air ambiant tourne à l'avantage du rhodium qui présente la résistance la plus faible et se dégrade plus lentement (McGruer et al., 2006). Enfin, la difficulté de mise en œuvre du procédé d'intégration pour ces métaux reste un inconvénient.

### 1.2.3 AuNi (5 %)

L'alliage or avec 5 % (atomique) de nickel constitue une solution intermédiaire des deux précédentes du point de vue mécanique avec sa dureté bien inférieure à celle du rhodium ou du ruthénium. Le faible pourcentage de nickel permet de conserver des valeurs de résistances correctes, son accroissement correspondant à une augmentation très rapide de la résistance mesurée (Yang, 2008). Il présente des résistances de contact intermédiaires à celles obtenues avec le rhodium et celles avec l'or mais son comportement se rapproche quand même plus de celui de l'or : il n'est pas assez dur et souffre aussi d'une durée de vie limitée à cause d'une augmentation de l'usure de contact (Schimkat, 1998). Enfin, une augmentation de la résistance de contact est observée à haute température ( $> 160$  °C) à cause de l'oxydation du nickel en surface (formation de  $\text{NiO}_2$ ) (Braunovic et al., 2006).

	Au	Ru	Rh	AuNi5%
Module d'Young E (GPa)	80	475,7	378,45	83
Dureté H (GPa)	0,2-0,7	2,5	1,2-3	1,15-1,6
Coefficient de poisson $\nu$	0,42	0,24	0,26	
Résistivité $\rho$ à 20°C ( $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ )	2,19	6,71	4,51	13,3
Température de ramollissement (°C)	100			
Tension de ramollissement mesurée (V)	0,08			
Température de fusion (°C)	1063	1966	2350	995-1010
Tension de fusion (V)	0,43	0,81	0,70	

*Tableau 5 Tableau comparatif des valeurs caractéristiques de la littérature des matériaux étudiés (massif) (Ledbetter and Kim, 2000, Slade, 1999).*

## 1.3 Descriptif des échantillons utilisés

### 1.3.1 Barreaux cylindriques croisés

La mise en contact de deux cylindres perpendiculaires entre eux, permet la réalisation d'un contact ponctuel, même en cas de désalignement des cylindres ainsi qu'une localisation aisée de la zone de contact. Les échantillons utilisés dans la section 3 de ce chapitre avec la balance de précision, sont des lentilles optiques plan-convexes en silice (BK7), de 3,5 mm de rayon de courbure et longues de 12,7 mm. L'utilisation de lentilles optiques comme substrat se justifie par un très bon état de surface pour un coût raisonnable. Elles sont ensuite recouvertes d'une ou plusieurs



couches minces métalliques, de la même manière qu'en technologie MEMS, en vue d'obtenir un état de surface similaire à celui des zones de contact des micro-relais.

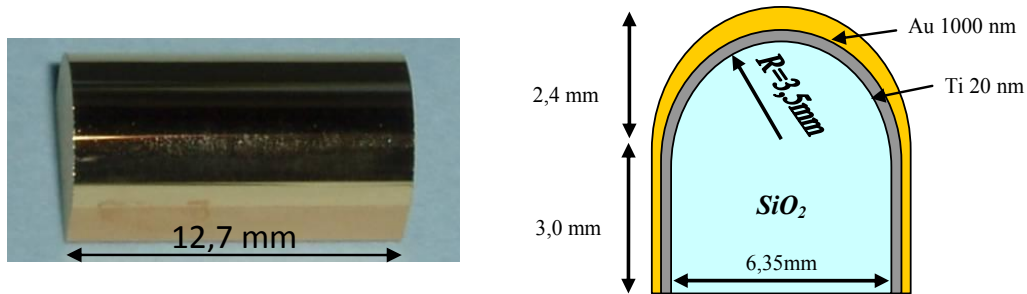


Figure 29 (a) Photographie d'un barreau or et (b) Vue en coupe schématique.

Quatre lots de barreaux ont été testés : le premier est muni d'une couche mince d'or d'1  $\mu\text{m}$  déposée par pulvérisation cathodique au CEA-LETI à Grenoble. Une couche d'accroche en titane de 20 nm est utilisée mais son influence mécanique et électrique sera supposée négligeable dans la suite de l'étude. L'échantillon correspondant est représenté Figure 29. Le second lot est identique au précédent mais possède en plus un film mince surfacique de ruthénium d'épaisseur égale à 100 nm ou 20 nm. Deux autres lots ont été produits par un autre fournisseur (RMT – Reinhardt Microtech, Wangs, Suisse). Ils ont en commun une couche d'accroche de 30 nm Cr / Ni surmontée de 500 nm Au, déposés par pulvérisation. Le métal de contact étant ensuite du rhodium, du ruthénium ou un alliage or – nickel à 5 % de Ni. Les épaisseurs de ces couches surfaciques sont cependant inconnues et présentent de plus un très mauvais état général (rayures, éclats...). Des coupes FIB réalisées au LETI suivies d'observations MEB ont permis d'estimer une épaisseur approximative de 500 nm au sommet des barreaux. Les expériences étant réalisées avec des couples de barreaux identiques, cela représente donc six tests différents.

### 1.3.2 Barrettes

Les échantillons de type « barrette » permettent de réaliser un contact à l'identique des microswitches avec d'un côté une barrette plane (Figure 30) et de l'autre une barrette où des bumps de quelques microns de diamètre (Figure 31) sont disposés à intervalle régulier (Figure 32). Il se forme ainsi un contact sphère / plan (Figure 33) qui constitue une géométrie modèle pour la mécanique du contact. La mise en contact est assurée par un nanoindenteur instrumenté pour la mesure électrique, présenté dans la troisième section de ce chapitre.

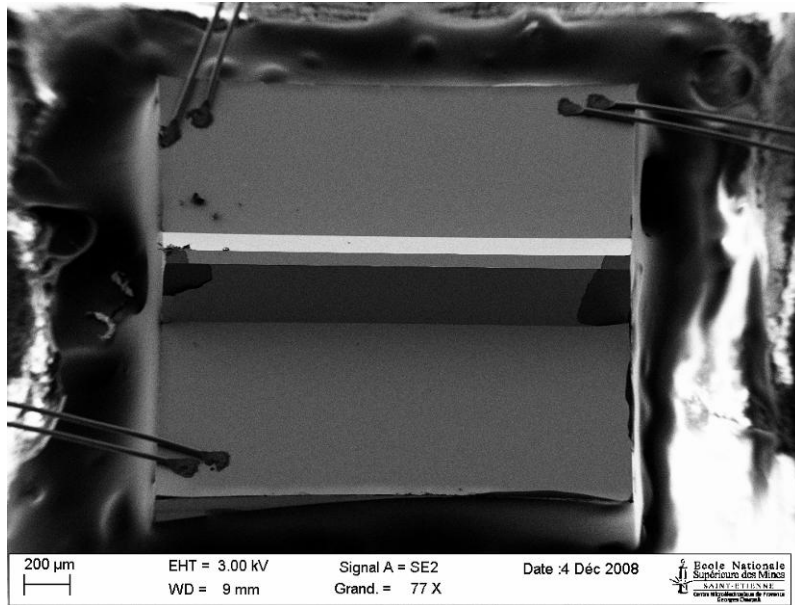


Figure 30 Échantillon de type « barrette » plane Ru

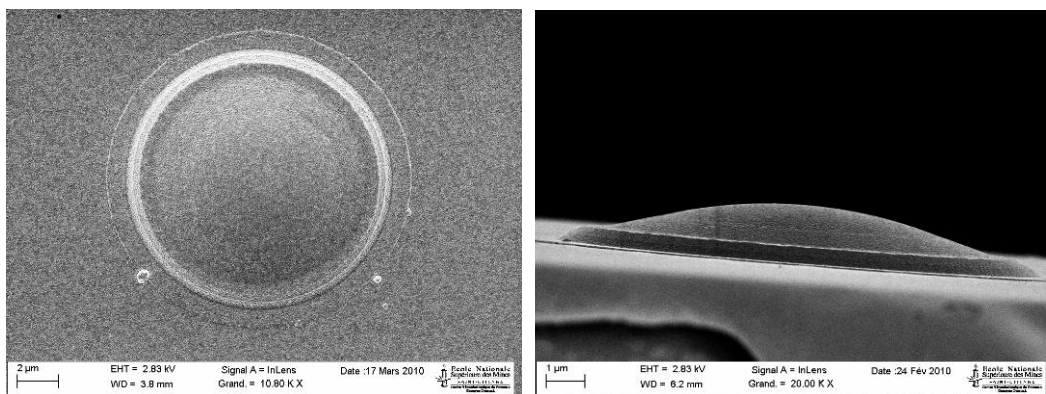


Figure 31 Bump de contact de diamètre 15 µm et de hauteur 1,5 µm. Dépôt Au Run3bis

Ces échantillons ont été fabriqués au CEA - LETI en filière 200 mm. Le procédé de fabrication inclut recuit et gravure d'un oxyde BPSG soumis ensuite à un fluage pour créer les bumps. La formation des barrettes provient d'une gravure KOH du substrat silicium. Enfin, le dépôt de couches minces (accroche et de contact) complète le processus.

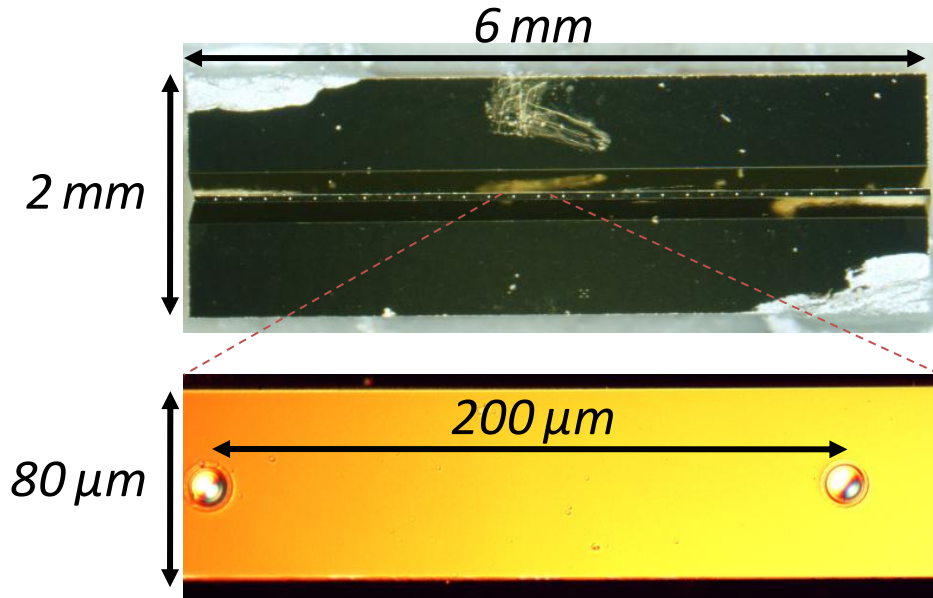


Figure 32 Échantillon de type « barrette » avec bumps Run3 collée sur son support. La vue d'ensemble est réalisée à la binoculaire après expérience, l'agrandissement au microscope optique. Sur ce dernier quelques « hillocks » sont visibles entre les deux bumps de contact.

Les échantillons ont les dimensions suivantes après découpe : une base de 2,5 mm\*2 mm pour les plans et de 6 mm\*2 mm pour ceux munis de bumps. La largeur au sommet des barrettes est de 60 µm et l'espacement entre les bumps de 200 µm. La géométrie des bumps est variable et offre un choix de plusieurs diamètres (1, 3, 5, 10 et 15 µm) mais elle est aussi sujette à des variations dues à la fabrication : par exemple, au lieu d'avoir une hauteur nominale de 2 µm, il est arrivé que les bumps ne fassent que 800 nm de haut.

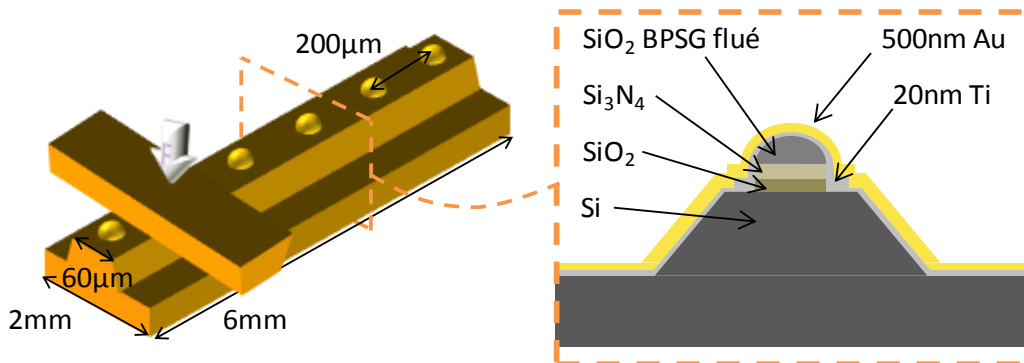


Figure 33 Schématisation du contact entre échantillons de type « barrette » et vue en coupe à hauteur de bump ( $\varnothing=15 \mu\text{m}$  et  $h=1,2 \mu\text{m}$ ). L'empilement des couches correspond à la seconde méthode de métallisation.

Les premiers échantillons utilisés étaient métallisés directement en fabrication avec les dépôts suivant : Cr 20 nm / WN 50 nm / Au 1 µm et Cr 20 nm / WN 50 nm / Au 1 µm / Ru 20 ou 100 nm. Ils étaient cependant sujets à contamination et les résultats obtenus doivent donc être considérés avec précaution. Ils ont néan-

moins servi à la mise au point du dispositif expérimental. Les seconds échantillons sont les mêmes structures mais sans dépôt, découpées puis métallisées par PVD avec 500 nm Au sur une couche d'accroche 20 nm Ti. Ces derniers permettent d'obtenir un bon contact électrique même si la présence de fortes concentrations d'« hillocks » (excroissances cristallines dont la hauteur peut parfois atteindre le micron) par endroits empêche d'utiliser tous les bumps de chaque barrette. Ceux-ci présentent par ailleurs un rayon de courbure de 25  $\mu\text{m}$  sur les barrettes sélectionnées.

## 1.4 Caractérisations préliminaires

L'objet du chapitre précédent a en partie été de montrer comment l'interaction entre les surfaces des solides conducteurs conditionnait le contact électrique. L'analyse du phénomène nécessite donc obligatoirement une caractérisation exhaustive des surfaces en présence. C'est pourquoi cette section sera consacrée à la présentation des moyens utilisés pour déterminer les propriétés électriques et mécaniques des échantillons ainsi que leurs caractéristiques microstructurales. Les résultats correspondants seront présentés dans le chapitre suivant.

### 1.4.1 Résistivité électrique

La mesure de résistivité de la couche mince métallique de contact est effectuée à l'aide d'un banc de test électrique en mode quatre points comme illustré Figure 34. Si l'espacement ( $s$ ) entre les pointes est très supérieur à l'épaisseur du film mince considéré ( $t$ ), la formule suivante est applicable (Topsoe, 1968) :

$$\rho = \frac{\pi}{\ln(2)} t \frac{V}{I} \quad (2.1)$$

Elle autorise ainsi une légère imprécision sur le positionnement des pointes et permet l'utilisation d'un prober manuel, la géométrie des échantillons (en particulier celle des barreaux) n'étant pas compatible avec le banc de test automatique.

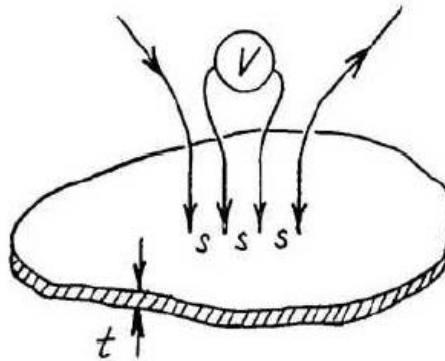


Figure 34 Configuration d'une mesure de résistivité quatre pointes sur film mince (Topsoe, 1968)

<b>Barreaux Lefi</b>	<b>Au</b>	<b>Ru20</b>	<b>Ru100</b>	
Résistance de couche mesurée ( $\Omega$ )	0,033	0,042	0,040	
<b>Barreaux RMT</b>	<b>Au</b>	<b>Rh</b>	<b>AuNi5%</b>	<b>Ru</b>
Résistance de couche mesurée ( $\Omega$ )	0,100	0,075	0,112	0,136
<b>Barrettes</b>	<b>Au (type 1)</b>	<b>Ru</b>	<b>Au (type 2)</b>	
Résistance de couche mesurée ( $\Omega$ )	0,035	0,027	0,084	

**Tableau 6 Tableaux comparatifs des valeurs de résistance de couche ( $\rho/t$ ) mesurées.**

Par comparaison des valeurs obtenues à celles présentées habituellement ((Chen et al., 2007) par exemple), seule celle de 0,035  $\Omega$  pour l'or du LETI semble correspondre à la littérature. En réalité, les autres matériaux correspondent à des systèmes multi couches qui agissent comme des résistances en parallèle. Mais à cause de l'incertitude sur les épaisseurs de couche mince et en particulier de celle d'or sous-jacente, on ne retrouve pas les valeurs attendues.

#### 1.4.2 Propriétés mécaniques par nanoindentation

La nanoindentation est une technique de caractérisation des propriétés mécaniques telles que le module d'Young  $E$  ou la dureté  $H$  bien adaptée aux couches minces et aux matériaux traités en surface. Développée depuis une vingtaine d'années (Fischer-Cripps, 2004), elle se base sur le principe des tests de dureté d'indentation quasi statique qui consistent à presser un objet de grande dureté et de géométrie connue contre la surface du matériau à tester. On parle de nanoindentation dans le cas de charge inférieure au Newton. Compte tenu des forces appliquées et des tailles d'empreintes très réduites (quelques dixièmes à quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  de profondeur), la mesure continue de la charge et du déplacement  $y$  a remplacé la mesure optique du diamètre de l'empreinte résiduelle (Maciejak and Aubert, 2007). Cette technique nécessite un appareillage très précis et quelques précautions d'utilisation qui sont présentées plus en détail p. 88 (3.1.1).

La théorie de la nanoindentation est largement présentée dans les références suivantes : (Oliver and Pharr, 1992, Bhushan, 2004, Maciejak and Aubert, 2007, Kermouche, 2005, Perriot, 2005, Roy, 2008). Pour résumer, elle consiste à analyser les courbes force-pénétration pour en déduire, via différents modèles, le paramètre pertinent qu'est la surface de contact projetée entre l'indenteur et le matériau sous charge maximale. Il est ensuite possible de déterminer non seulement la dureté, mais également le module d'Young du matériau étudié. Par ailleurs, l'influence du substrat est sensible dès que la profondeur d'indentation dépasse 10 % de la valeur de l'épaisseur du film, c'est-à-dire quelques dizaines de nanomètres (Saha and Nix, 2002). On se heurte alors aux limites des modèles standards intégrés par défaut au logiciel de contrôle de l'instrument (Oliver and Pharr, 1992, Oliver and Pharr, 2004).

Enfin, un mode CSM (« Continuous Stiffness Measurements ») peut-être utilisé. En superposant de petites oscillations (1 à 2 nm d'amplitude) au signal de chargement ou de déplacement, la raideur est mesurée de façon continue à partir du

déphasage entre le signal harmonique de chargement et celui de déplacement résultant. Il permet ainsi de calculer le module d'élasticité et la dureté en tout point de l'enfoncement.

<b>Barreaux</b>	<b>Au</b>	<b>Ru20</b>	<b>Ru100</b>	<b>Rh</b>	<b>AuNi5%</b>	<b>RuRMT</b>
Module d'Young E (GPa)	80	80	95	226	130	125
Dureté H (GPa)	1,4	2,4	8	10	2,5	9

<b>Barrettes</b>	<b>Au (type 2)</b>	<b>Ru</b>
Module d'Young E (GPa)	120	220
Dureté H (GPa)	2,9	13

*Tableau 7 Tableaux comparatifs des propriétés mécaniques mesurées par nanoindentation mesurées.*

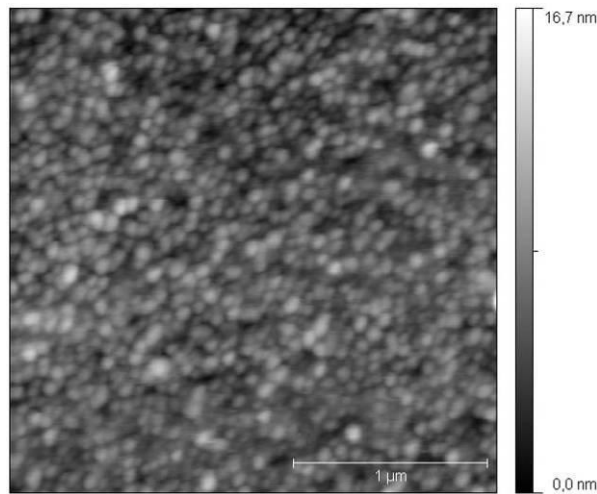
Il est intéressant de noter que les valeurs obtenues (Tableau 7) sont bien plus élevées que celles de la littérature (Tableau 5). Il est en effet couramment observé que la diminution de l'épaisseur dans le cas des couches minces provoque l'augmentation de ces caractéristiques mécaniques (Cao et al., 2006).

### 1.4.3 Observation de la topographie des surfaces

Dans le cas du contact rugueux, le contact réel ne s'effectue seulement qu'en certains points. Le nombre et la taille de ces points de contact dépendent en particulier de la structure micro- et même submicroscopique des surfaces. Le microscope à force atomique permet d'observer la topographie de la surface à l'échelle du nanomètre et est de ce fait bien adapté au besoin. Trois modes d'observations sont possibles : contact, contact intermittent et non contact. Compte tenu des résultats obtenus et de sa simplicité d'utilisation, toutes les images présentées ont été réalisées en mode contact avec une résolution de 512 lignes par 512 pixels. Ce mode consiste à utiliser les forces répulsives à courte distance entre une pointe montée sur un cantilever et la surface. Dans notre cas, la déflexion du levier est maintenue constante par une boucle d'asservissement qui pilote le déplacement du scanner sous l'échantillon. Le mode contact est celui qui permet d'obtenir la meilleure résolution (atomique) mais une usure prématurée des pointes entraînant une diminution de la qualité de l'imagerie est souvent à déplorer (Rivoal and Frétigny, 2005, Pietrement, 2000). Par ailleurs, la zone d'observation est volontairement réduite (de 1 à 5  $\mu\text{m}$  de côté) pour identifier au mieux la topographie de la surface. Ce choix est un compromis entre le nombre de pixels par aspérité et le nombre total d'aspérités présentes sur l'image.

À l'inverse des surfaces aléatoires obtenues par usinage ou par électrodéposition (Vázquez et al., 1994), le dépôt de films minces par pulvérisation donne une surface où les aspérités reflètent la microstructure colonnaire ou poly-cristalline du film de manière déterministe (Thornton, 1982). Les aspérités sont ainsi clairement identifiées sur les images AFM ; la Figure 35 et la Figure 56 (p. 104) illustrent bien ce phénomène. De plus, une étude (Pennec, 2009) a montré que l'influence de la rugosité de l'ordre du nanomètre était négligeable sur la résistance électrique. Il

sera montré plus tard que la taille caractéristique des aspérités correspond plutôt à la centaine de nanomètres.



*Figure 35 Film mince d'or (1 μm) additionné d'une couche de 100 nm de ruthénium, déposés par pulvérisation cathodique sur un substrat en silicium. Image obtenue par un balayage AFM de 2,5 μm\*0,5 μm pour une résolution de 512 lignes \* 512 pixels en mode contact avec une force appliquée de 40 nN et une fréquence d'acquisition de 0,5 Hz.*

Le microscope à force atomique fournit des informations très précises sur la topographie des surfaces mesurées et est ainsi bien adapté pour observer les aspérités. Cependant, l'instrument en lui-même ne procure aucune information quantitative sur la rugosité, qui requiert l'utilisation de traitements dédiés à l'analyse d'image. La section 5 de ce chapitre y est consacrée.

---

## 1.5 Conclusion

Cette section a permis de présenter d'une part, les échantillons utilisés avec les dispositifs expérimentaux exposés dans la suite du chapitre et d'autre part, les moyens mis en œuvre pour obtenir leurs propriétés physiques (résistivités, propriétés mécaniques et rugosité de surface).

## 2 La balance de précision

### 2.1 Description de l'instrument

Le premier dispositif, aussi appelé « balance », correspond à une solution de véhicule de test simple à mettre en œuvre. Il permet de réaliser un contact à l'échelle macroscopique entre deux barreaux cylindriques croisés recouverts d'une couche mince du métal à tester. L'objectif est ici de caractériser la résistance électrique de contact en fonction de la charge appliquée et de l'intensité délivrée comme illustré Figure 36.

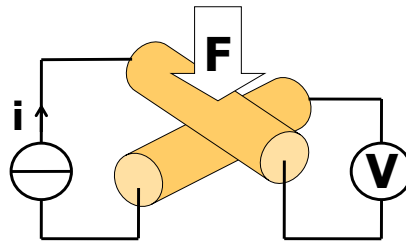


Figure 36 Principe de mesure de la résistance électrique du contact entre barreaux croisés en configuration 4 fils.

Le montage expérimental, fonctionnant sur le principe inverse d'une balance romaine, est capable d'appliquer entre les échantillons une force constante allant de quelques mN jusqu'à quelques Newtons. Il a été retenu pour sa relative simplicité de mise en œuvre ainsi que pour l'accès aux grandes surfaces de contact. L'idée des barreaux croisés pour évaluer la résistance de contact revient à Holm (Holm, 1967) qui utilisa cette méthode dès 1928. Le montage expérimental correspondant est schématisé Figure 37 et appelé « balance » dans le texte. Nous en avons donc conservé le nom.

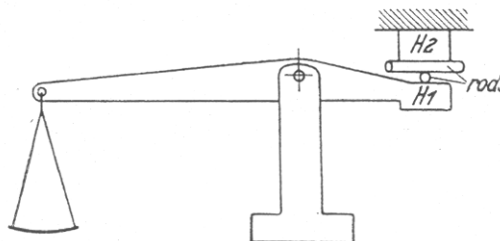


Figure 37 Montage expérimental de type « balance » conçu par Holm (Holm, 1967)

Notre dispositif, schématisé Figure 38, s'en inspire. Il a été entièrement conçu et réalisé au Centre Microélectronique de Provence. Il est construit autour de l'axe de rotation constitué par un roulement à bille de précision précontraint à jeu nul. Le fonctionnement est le suivant : la rotation du bras engendre le contact entre les deux barreaux à tester, l'un étant fixé sur ce même bras, l'autre sur une platine



micrométrique. La mise en contact est réalisée progressivement à l'aide d'une vis micrométrique retenant ce bras. La charge, applicable de 5 mN à 4 N, est pré-réglée à l'aide de masses et ajustée par un ressort en tension. C'est la translation de ces masses (des poids de 50, 100 ou 200 g) sur le bras qui va permettre de modifier la charge appliquée, leur position correspondant ainsi à une force définie. À l'origine, une étape de calibration avec une (vraie) balance de précision était donc nécessaire. Ce n'est qu'avec l'adjonction d'un capteur de force qu'il fut possible de s'affranchir de cette étape mais surtout aussi d'accéder aux faibles forces ( $< 0,5$  N pour ce dispositif). La cellule de force est le modèle 1004 de Vishay et fonctionne sur le principe de 4 jauges montées en pont de Wheatstone. Elle est interfacée sous LabView, ce qui permet d'une part de suivre en temps réel la force appliquée et d'autre part de réaliser la boucle d'asservissement sur la force décrite ci-après. L'acquisition se fait via une carte PXI 4220 de National Instruments munie de deux modules d'entrée en pont.

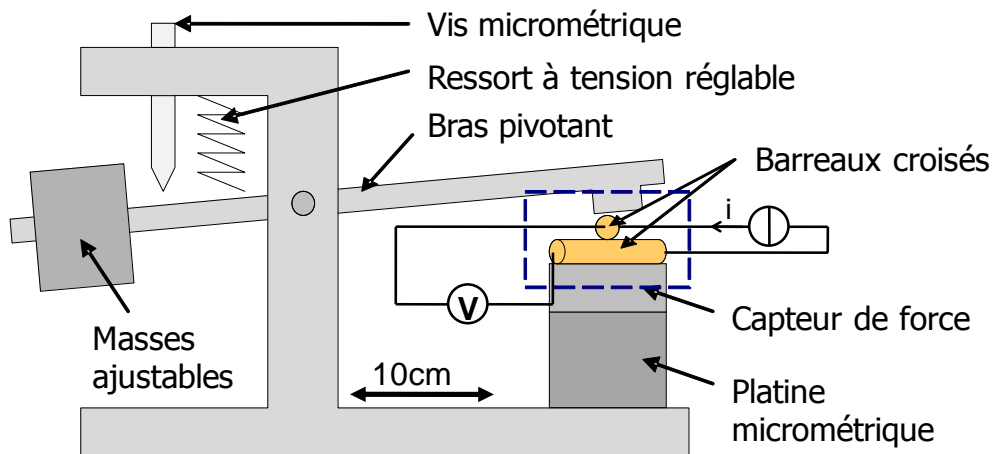
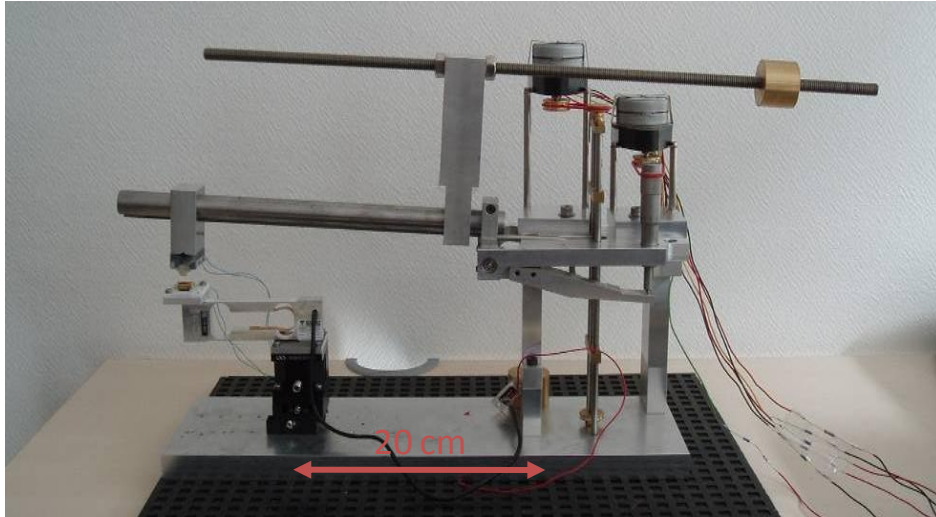


Figure 38 Schéma de principe de la balance de précision

La platine micrométrique est utilisée pour changer de zone de contact entre les essais rendant ainsi possible la réalisation de plusieurs mesures sur un même couple d'échantillons. En effet, chaque mesure correspondant à une zone de contact vierge (sur chacun des barreaux), il est nécessaire de se déplacer en  $x$  et en  $y$  d'environ 1 mm entre chaque essai.

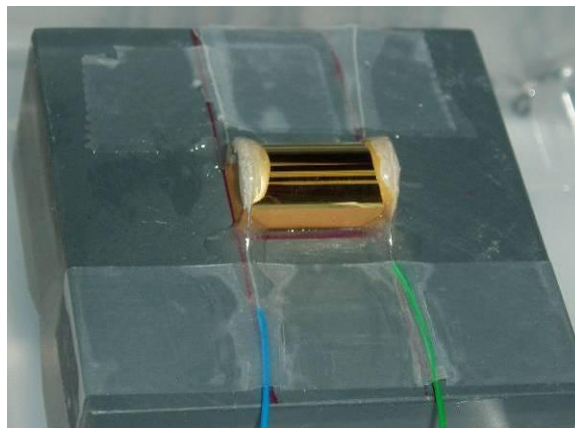
Le ressort en tension est fixé au balancier par une extrémité et relié par l'autre à un guidage en translation selon  $z$  servant à le tendre ou le détendre. Sa tension permet d'appliquer progressivement une charge supplémentaire.

Enfin, les dernières mesures ont profité de l'intégration de deux moteurs pas-à-pas au dispositif. Ils contrôlent pour l'un, la vis micrométrique, et pour l'autre, le ressort. L'intérêt, outre une application plus précise et reproductible de la charge, est de réaliser une boucle d'asservissement sur la valeur de la charge appliquée. Ce travail a été réalisé sous LabView par Damien Pelé lors de son stage d'école d'ingénieur (Pelé, 2009). De plus, la possibilité de réaliser du cyclage a été envisagée pour des applications futures.



*Figure 39 Photographie de la balance hors de son enceinte.*

La connexion des échantillons au circuit de mesure électrique est assez problématique. L'objectif est d'assurer un contact électrique stable, relativement solide et qui dure dans le temps. La connexion directe des barreaux aux fils de mesure par brasage est impossible, de même que par « wire-bonding » à cause de l'accroche non suffisante du film mince sur la lentille. Finalement, la solution retenue au départ et toujours utilisée depuis est d'utiliser des fils électriques, déformés pour épouser la forme du barreau, de la laque d'argent pour assurer la continuité électrique et de la résine époxy pour maintenir le tout en place. L'opération est délicate, prend une place non négligeable sur le barreau (qui correspondrait à un ou deux points de mesures supplémentaires) mais donne néanmoins de bons résultats avec des connexions induisant des résistances supplémentaires de seulement quelques centaines de  $m\Omega$  (éliminées par la mesure 4 fils) et supportant de fortes intensités de courant.



*Figure 40 Connexions des fils électriques sur un barreau Au*

## 2.2 Dimensionnement du dispositif

Pour utiliser correctement la balance, il est nécessaire de savoir dans quelle mesure les expériences réalisées représentent le contact sphère (bump)/plan d'un éventuel micro-relais. La pression moyenne  $\bar{p}_e$  pour un contact sphérique en déformation élastique est donnée par le modèle de Hertz (équations (1.5) et (1.6)):

$$\bar{p}_e = \frac{1}{\pi} \left( \frac{4 E_0}{3 R_0} \right)^{2/3} F_c^{1/3} = \frac{2}{3} p_e \quad (2.2)$$

où  $F_c$  est la force appliquée,  $R_0$  le rayon de courbure réduit et  $E_0$  le module d'Young réduit. Ainsi, pour une même pression moyenne  $\bar{p}_e$  (ou maximale  $\hat{p}_e$ ), la relation (2.3) relie le point de fonctionnement de la balance aux couples correspondants d'un micro-relais ( $F_{\mu\text{-relais}}, R_{\text{bump}}$ ):

$$F_{\mu\text{-relais}} = \left( \frac{R_{\text{bump}}}{R_{\text{cylindre}}} \right)^2 \left( \frac{E_{\text{Silice}}}{E_{\text{Au}}} \right)^2 F_{\text{balance}} \quad (2.3)$$

Cette relation est représentée Figure 41 (a) avec  $E_{\text{Silice}} = 100$  GPa, pour les valeurs de forces accessibles avec la balance (en bleu) et comparée à la zone intéressante pour les micro-relais (en pointillés rouges). Elle constitue un abaque d'équivalence balance/micro-relais qui donne pour une valeur de force appliquée avec la balance, l'ensemble des couples (force, rayon de courbure) d'un micro-relais équivalent. Par exemple, une force appliquée avec la balance de 100 mN est représentative au point A du contact dans un  $\mu$ -relais avec un bump de 115  $\mu\text{m}$  de rayon de courbure soumis à une force de 150  $\mu\text{N}$ . Comme les forces accessibles avec la balance vont de 5 mN à 4 N, l'expérience est bien représentative de la zone intéressante des micro-relais.

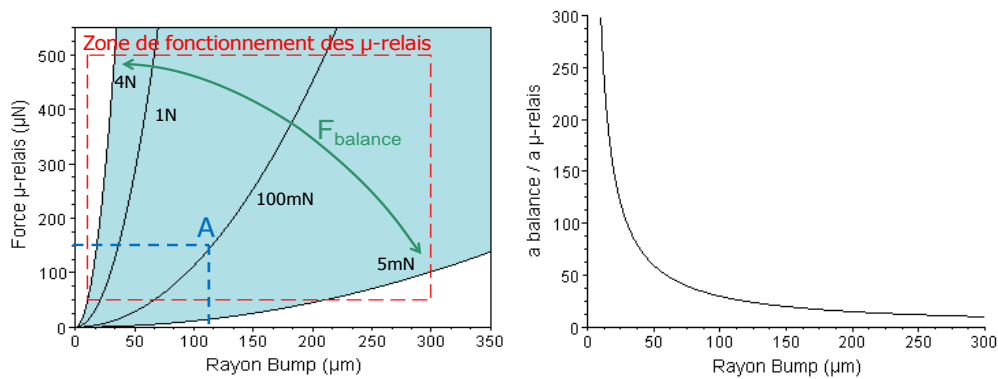


Figure 41 (a) Couples ( $F_{\mu\text{-relais}}, R_{\text{bump}}$ ) associés à une force de contact avec la balance (échantillons de 3,5 mm de rayon de courbure). (b) Rapport des rayons de contact  $a_{\text{balance}} / a_{\mu\text{-relais}}$  en fonction du rayon de courbure du bump  $R_{\text{bump}}$ .

Cependant, le contact d'un micro relais représenté par une expérience réalisée avec la balance en diffère par un rayon de contact plus grand. En effet quelle que soit la force appliquée, le rapport du rayon de contact entre barreaux croisés sur le rayon de contact du bump correspondant est constant et vaut :

$$\frac{a_{balance}}{a_{\mu-relais}} = \frac{R_{balance} E_{Au}}{R_{bump} E_{Silice}} \quad (2.4)$$

soit un rapport des rayons de contact allant de 8 à 240 selon le rayon de courbure du contact du micro relais représenté Figure 41 (b).

---

## 2.3 Paramètres de test

Les forces appliquées ont été définies par les capacités du dispositif, la charge de 4 N étant proche de la valeur maximale applicable. Depuis l'adjonction du capteur de force, il a été possible d'atteindre 5 mN mais la balance se trouve alors dans une position très instable où le contact peut s'ouvrir inopinément. Ce n'est qu'à partir de 50 mN que les vibrations ne compromettent plus le maintien de la charge constante. Le nombre de forces intermédiaires est ensuite déterminé en fonction de la place disponible sur les barreaux. Leur valeur est définie dans la mesure du possible comme la valeur ronde la plus proche du double de la valeur précédente.

Afin de toujours effectuer le contact sur une zone vierge des barreaux, la procédure de mise en contact est la suivante : la force est préréglée avec le système de masses sur un point O (toujours le même tout au long de la campagne de mesures). L'échantillon du bas est ensuite déplacé de  $n$  mm en  $x$  et en  $y$  grâce à la platine micrométrique pour se placer sur la zone de contact correspondant à la  $n^{\text{ième}}$  mesure. La mise en contact motorisée permet une application progressive de la charge de 10 mN/s pour une charge de 1 N par exemple. Une fois le bras en bout de course, la force est ajustée par le système d'asservissement du ressort en tension. Enfin, environ 15 mn sont nécessaires à la stabilisation du système, avant de démarrer les mesures électriques. Pour ces dernières, l'asservissement est arrêté à cause des vibrations provoquées par le moteur pas-à-pas.

## 3 Le nanoindenteur instrumenté pour la mesure électrique

---

### 3.1 Description de l'instrument

L'objectif de ce dispositif est de reproduire ce qui se passe dans les composants en technologie MEMS. Il faut donc créer un contact électrique à la même échelle (microscopique) et de façon contrôlée pour pouvoir agir sur le temps de mise en contact, sur le courant ou encore sur la force appliquée (de quelques micro Newton à quelques milli Newton). Le point le plus compliqué étant de maintenir constante une force dans ce domaine et de contrôler son application (mesure, dérive, vitesse de chargement...), la création d'un dispositif expérimental passe donc obligatoirement par l'utilisation d'un instrument capable de réaliser ces actions : le nanoindenteur. Or celui-ci n'est prévu à l'origine que pour faire de la caractérisation de propriétés mécaniques et doit donc être adapté en conséquence ; c'est l'objet de cette partie.

#### 3.1.1 Fonctionnement standard du nanoindenteur

---

Le nanoindenteur est le cœur du dispositif présenté ici. Sa fonction première est, comme son nom l'indique, de faire de la nanoindentation (dont le principe est décrit en 1.4.2). Le paragraphe suivant sera consacré aux modifications nécessaires pour réaliser des mesures de résistance de contact mais il faut d'abord comprendre comment fonctionne cet appareil et connaître ses possibilités ou limites.

En nanoindentation, la mesure continue de la charge et du déplacement permet de remplacer la mesure optique de l'empreinte résiduelle, compte tenu des forces appliquées, inférieures au Newton. L'application de celles-ci se fait via un dispositif électromagnétique réunissant un aimant et une bobine : le courant électrique traverse la bobine mobile et sous l'action du champ magnétique intense de l'entrefer, déplace le support de pointe en avant ou en arrière suivant la polarité. Le principal avantage de ce système est le grand déplacement accessible (1,5 mm dans notre cas). Les inconvénients sont un encombrement important et une dérive thermique provoquée par le courant traversant la bobine (Maciejak and Aubert, 2007).

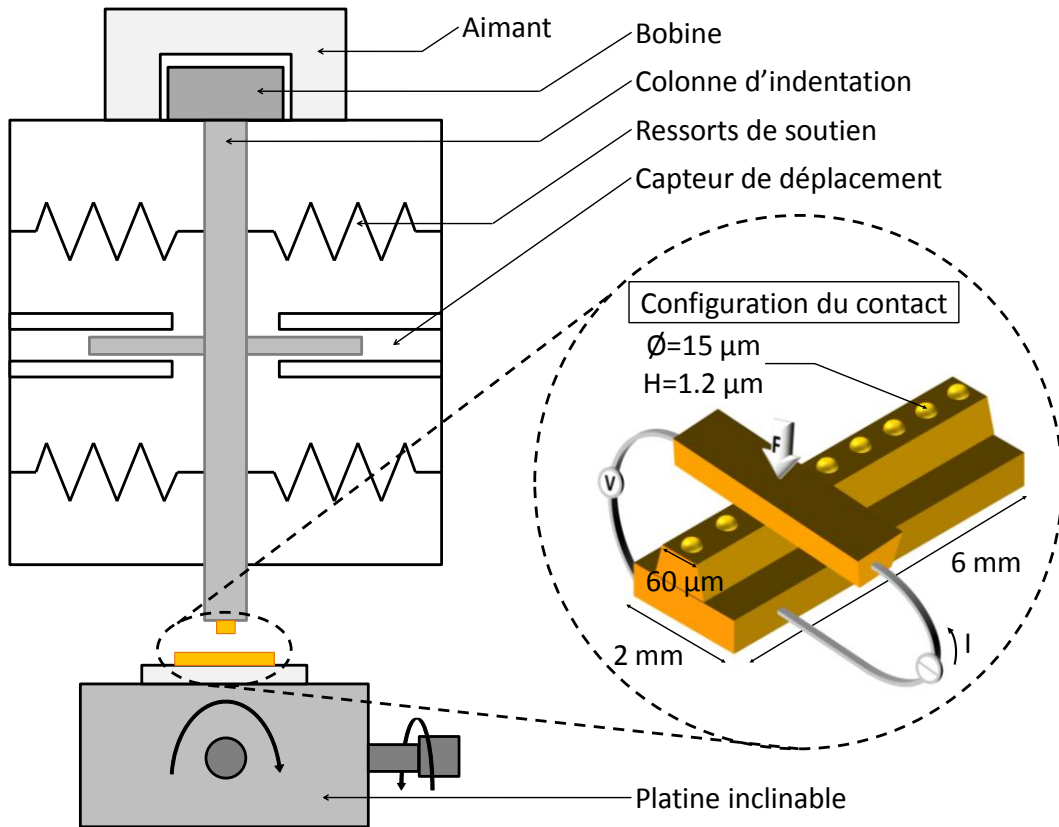


Figure 42 Schéma de principe du nanoindenteur en configuration contact électrique avec les échantillons expérimentaux.

La colonne, partie mobile de l'appareil, est fabriquée avec des matériaux rigides, possédant un faible coefficient de dilatation thermique. Elle est fixée au bâti par l'intermédiaire de ressorts qui présentent une certaine raideur qu'il faut connaître en tout point du déplacement. La mesure de ce dernier, pour déterminer la profondeur de pénétration ou de retrait d'une pointe dans un matériau, est effectuée par un capteur capacitif. Enfin, la pointe d'indentation est généralement en diamant ou en saphir. Sa forme, le plus souvent pyramidale ou sphérique, est d'une grande importance pour la caractérisation des matériaux mais son rôle sera beaucoup plus limité ici. Afin d'être complet sur les différentes parties de l'instrument schématisé Figure 42, il ne faut pas oublier la platine de positionnement sur laquelle sont placés les échantillons et qui autorise dans notre cas une précision de positionnement au micron près en x et en y (directions du plan horizontal).

L'appareil utilisé au CMP est un Nano Indenter XP de MTS Systems Corporation (aujourd'hui Agilent Technologies) avec de nombreuses options, dont le CSM, un module de mesure dynamique de la raideur de contact, et le DCM (Dynamic Contact Module), une tête de mesure spécialement dédiée aux très faibles forces ou enfoncements. Il est placé sur une table anti-vibration et dans un caisson d'isolation pour limiter la dérive thermique et les perturbations acoustiques. Des travaux d'étanchéité ont été réalisés sur ce dernier pour permettre de réaliser certaines expériences sous atmosphère contrôlée ( $N_2$ ).

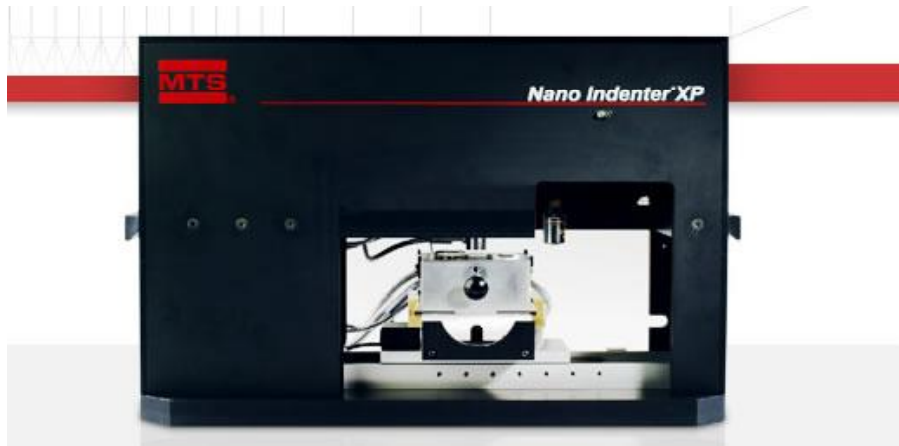


Figure 43 Nano Indenter XP de MTS Systems Corporation, USA.

En pratique, les caractéristiques du nanoindenteur sont une résolution en déplacement de l'ordre du nanomètre et du micro Newton pour la charge mais il faut aussi prendre en compte les erreurs de mesures dues entre autres à la dérive thermique.

L'interaction avec le Nano Indenter XP repose sur l'emploi du logiciel d'acquisition et de pilotage Testworks 4.09 de MTS, livré avec un ensemble complet de scripts conçus pour la nanoindentation. Ainsi, chaque essai sortant de ce cadre (par exemple pour une mesure électrique) nécessite la conception d'un programme adapté.

### 3.1.2 Instrumentation pour la mesure électrique

La première utilisation possible du nanoindenteur pour réaliser des mesures de résistance de contact est aussi la plus simple à mettre en œuvre : elle consiste à appuyer directement sur un microswitch de type poutre ou pont avec la pointe du nanoindenteur pour le fermer et ainsi réaliser le contact à force globalement contrôlée (Chapitre 1.2). Avec les pistes électriques adéquates, il est aisé de réaliser des mesures de résistance de contact en mode quatre fils. Par contre, le temps de cycle nécessaire à la fabrication de ces structures limite fortement la possibilité de tester d'autres couples de matériaux.

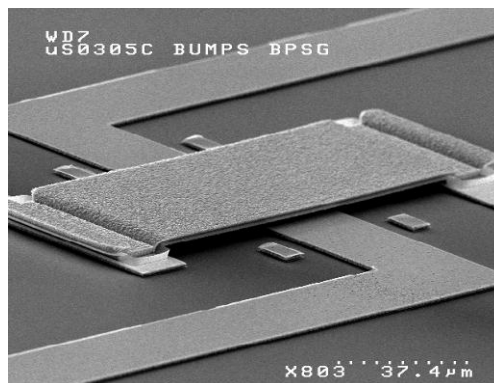


Figure 44 Micro-relais de type pont fabriqué au LETI sur un design NOVAMEMS.



C'est pourquoi un autre dispositif a été développé. Il nécessite l'adaptation d'un module électrique sur le nanoindenteur pour effectuer des mesures de résistance de contact en utilisant les échantillons de type barrettes décrits en 1.3.2 (Figure 42). L'idée reprend en partie le principe des barreaux croisés qui permet de disposer de multiples zones de contact avec une seule paire d'échantillons. Cependant, la mise en place est plus complexe : il faut assurer le parallélisme entre les échantillons et pouvoir se positionner avec exactitude sur un bump. Ceci est rendu possible grâce à l'utilisation de ce module qui, comme son nom l'indique, permet aussi d'assurer les connexions électriques des échantillons au circuit de mesure. Il est composé de deux sous-ensembles : d'un côté, un support de tête aussi appelé trèfle et un connecteur annulaire et de l'autre, une platine inclinable parée pour la mesure électrique avec son porte-échantillon dédié (ou plot).

Le support de tête (Figure 45 (a)) est le porte-échantillon supérieur. Il est composé d'un disque comprenant une zone centrale de 3\*3 mm pour coller l'échantillon, de quatre pastilles en cuivre plaquées or reliées à quatre boucles flexibles de fil de bronze aussi plaquées or et d'une vis M1,6 pour l'installation sur la colonne d'indentation. Les fils en bronze serviront à se connecter au connecteur annulaire. Ils sont très souples afin de ne pas trop perturber la raideur des ressorts du nanoindenteur, même si une calibration de l'ensemble est nécessaire avant toute mesure. En contrepartie, ils sont tellement fragiles qu'ils résistent difficilement aux manipulations et la mise en place s'en trouve d'autant plus compliquée. Les pastilles de cuivre permettent d'assurer la liaison électrique avec l'échantillon au moyen d'un câblage par « wire-bonding » ou par application d'une colle conductrice (laque d'argent).

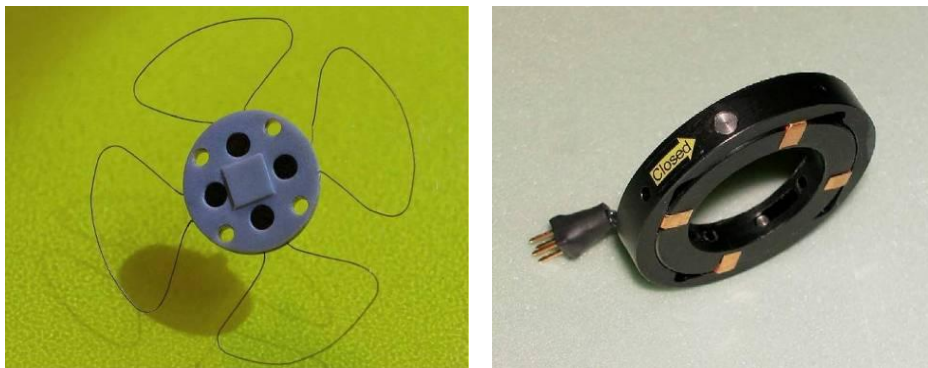


Figure 45 (a) Support de tête (ou « trèfle ») (b) Connecteur annulaire.

Le connecteur annulaire (Figure 45 (b)) est à installer sur le cylindre extérieur de la tête d'indentation (Figure 46). Il est doté de quatre lames de contact qui se referment sur les boucles du support de tête par rotation de la bague extérieure. Il est très important de se rappeler que l'originalité de ce dispositif est de remplacer la pointe d'indentation par l'un des échantillons comme illustré sur la figure ci-dessous.



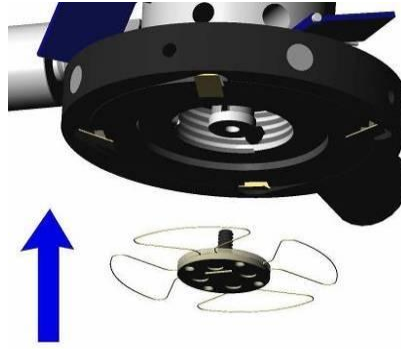


Figure 46 Mise en place de la partie supérieure du module.

La platine d'inclinaison (Figure 47) remplace la platine porte-échantillon standard. Ses fonctions sont de compenser les défauts de parallélisme entre les échantillons ainsi que de connecter l'échantillon inférieur au circuit de mesure. Elle permet de recevoir un porte-échantillon spécial (le plot), muni de cinq lignes d'interconnexion pour relier électriquement l'échantillon à la platine. L'inclinaison, de  $\pm 2^\circ$  au maximum par rapport à l'horizontale, s'effectue grâce à deux vis micrométriques permettant une résolution de  $0,05^\circ$ .



Figure 47 Échantillon monté sur son plot dans la platine d'inclinaison.

Les deux boîtiers d'interconnexions (Figure 48) proposent des reports BNC pour connecter les échantillons au circuit de mesure électrique. Le premier se connecte au connecteur annulaire et propose quatre prises correspondant aux quatre boucles du trèfle. Le second qui se connecte à la platine inclinable reprend les cinq lignes d'interconnexion.



Figure 48 Boîtier d'interconnexion.

La difficulté de la mise en place de ce dispositif provient du fait qu'il faut assurer un parallélisme entre les échantillons mais il faut aussi se repérer latéralement pour réaliser les essais en des points identifiés. Une procédure rigoureuse a donc été mise au point. Il s'agit en premier lieu de caractériser pour chacun des deux échantillons les angles caractéristiques de positionnement dans les trois plans de l'espace puis de suivre précisément les instructions pour réaliser les mesures sur les bumps de contact (soit six angles à mesurer, dont deux à corriger grâce à la platine inclinable pour assurer le parallélisme entre les échantillons).

La conception d'un montage embarquant une caméra ainsi qu'un support de pointe de nanoindenteur (Figure 49) a été nécessaire pour observer le trèfle monté dans la colonne et connaître son assiette. Il permet aussi dans certaines conditions de réaliser une calibration entre le microscope de l'appareil et le centre du trèfle ; ce qui simplifie grandement la sélection des zones de contact. Cependant, celle-ci est perdue dès que le logiciel de contrôle du nanoindenteur se ferme inopinément ou bien avec la mise sous azote. Il faut donc se reporter aux instructions et procéder par tâtonnement pour détecter un des bumps : l'échantillon trèfle entre en contact avec la barrette aux alentours du point visé pour y mesurer la hauteur de la surface. Cette opération est répétée une vingtaine de fois en se déplaçant à chaque fois de  $20\ \mu\text{m}$  (à ajuster suivant la précision sur le positionnement souhaitée) sur la barrette. De cette manière, deux bumps pourront être identifiés en traçant le profil de la hauteur de surface, chacun correspondant à une surépaisseur (de 1 à  $2\ \mu\text{m}$  selon les échantillons) de largeur équivalente à la somme de la largeur du sommet de la barrette du trèfle et du diamètre du bump. Une zone du trèfle (en général proche d'une extrémité) est dédiée à cette procédure afin de ne pas abîmer le reste de la surface de l'échantillon. Avec la connaissance précise des angles et des dimensions des échantillons, on peut ainsi retrouver la position du bump de contact souhaité.

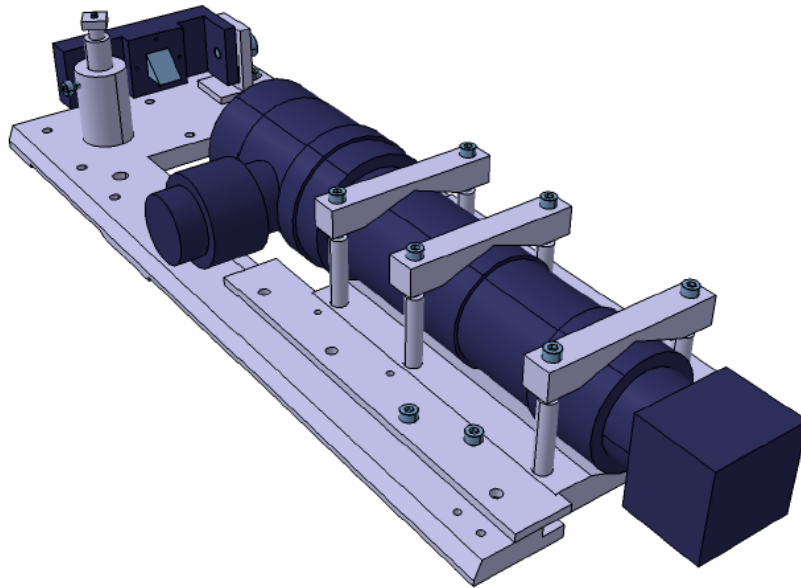


Figure 49 Montage pour caméra inversée.

Les angles d'orientation relative des échantillons dans le plan du déplacement sont mesurés de visu en combinant déplacement de la platine et microscope de visée pour l'un ou caméra inversée pour l'autre. Leur assiette est déterminée par indentation : une pointe conique de  $5\ \mu\text{m}$  de rayon de courbure est utilisée pour connaître la hauteur de la surface de l'échantillon aux quatre coins d'un carré. Par des relations trigonométriques, il est possible d'obtenir la connaissance des deux angles décrivant l'assiette moyenne de chaque échantillon. De cette manière, le parallélisme entre les échantillons parvient à être assuré à au moins  $\pm 0,05^\circ$  (le jeu des vis micrométriques de la platine électrique est la principale source d'imprécision). De même, la précision des prédictions sur le positionnement dans le plan horizontal est limitée par l'imprécision du positionnement de la platine, soit au  $\mu\text{m}$  près. Par ailleurs, si le mode CSM est désactivé, son module de contrôle reste utilisé afin de synchroniser les essais mécaniques avec les mesures électriques par l'envoi d'un signal trigger.

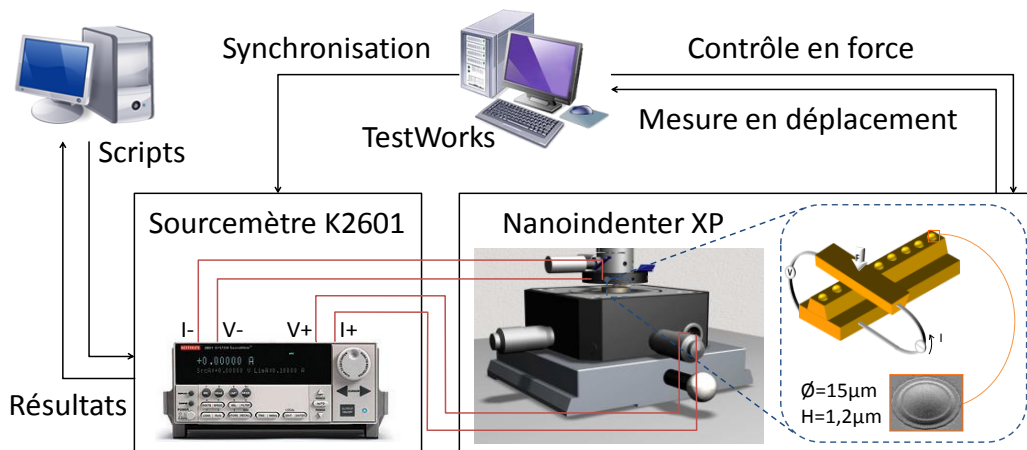


Figure 50 Représentation schématique du dispositif de mesure électrique au nanoindenteur avec le module électrique.

Enfin, la mise en place du module électrique modifie les valeurs de raideur du bâti. Déterminées lors de précédents travaux (Diop, 2008), elles sont corrigées dans les méthodes. Un schéma bilan récapitulatif du dispositif est présenté Figure 50.

## 3.2 Paramètres de test

### 3.2.1 Description de l'essai mécanique

Une fois la mise en place des échantillons effectuée, il est possible d'effectuer les essais de contact. Mais il faut auparavant définir ces essais et concevoir les méthodes correspondantes en tenant compte de plusieurs phénomènes. Un essai typique est représenté Figure 51, affichant la force appliquée sur le contact en fonction du temps.

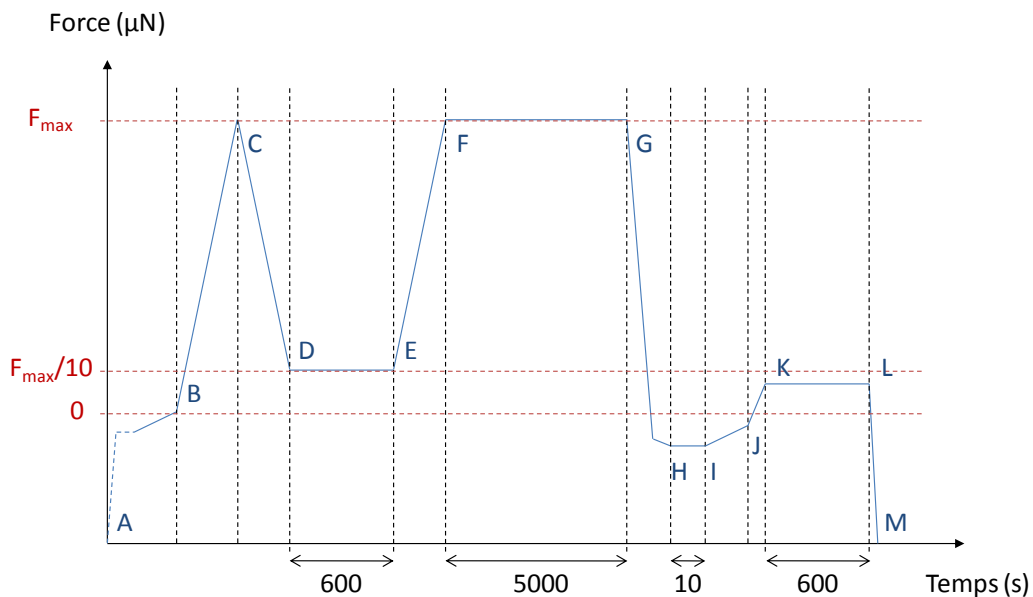


Figure 51 Courbe d'essai mécanique affichant la force de contact en fonction du temps.

Les phases d'approches (A – B) sont au nombre de quatre. Elles doivent assurer la mise en contact entre les échantillons de la manière la moins brusque possible, sans pour autant que la durée d'approche devienne excessive. Ainsi, la première est très rapide (30  $\mu\text{m/s}$ ), la seconde un peu moins (500  $\text{nm/s}$ ). La troisième phase est en fait un palier de stabilisation qui a lieu 4  $\mu\text{m}$  au-dessus du bump. Enfin, la dernière étape est une approche lente de la surface (10  $\text{nm/s}$ ) et de l'identifier par le dépassement d'une valeur seuil de raideur fixée expérimentalement à 160  $\text{N/m}$ .

Dès que le contact est réalisé (B), un chargement est appliqué à une vitesse constante (1 ou 10  $\mu\text{N/s}$ ) jusqu'à atteindre la valeur de force maximale définie pour

l'essai (C) puis suivi immédiatement d'une décharge à la même vitesse jusqu'à atteindre 10 % de cette force (D).

C'est à cette valeur que s'effectue la mesure de dérive thermique (D – E). Elle correspond à la dilatation ou à la contraction du nanoindenteur suite aux variations de température. Son évolution est supposée linéaire en fonction du temps jusqu'à 2000 secondes (Diop, 2008). Le déplacement correspondant doit être soustrait du déplacement mesuré. La valeur de dérive est obtenue en mesurant le déplacement pendant un palier où la force appliquée est constante. Le coefficient directeur de la droite du déplacement en fonction du temps est la valeur ( $\alpha$ ) à retenir : multiplié par le temps passé sur l'échantillon, il permettra d'en déduire la valeur de déplacement à retirer. Dans les essais d'indentation classique, cette mesure se fait à la fin, lors de la décharge et à 10 % de la force maximale appliquée pour minimiser les effets du fluage du matériau (Fischer-Cripps, 2004). Cependant, dans le cas d'essai très long, il se peut qu'elle ne reste plus linéaire (fortes variations de température entre le jour et la nuit par exemple). Or la connaissance de cette valeur est primordiale pour calculer l'enfoncement. C'est pourquoi l'ensemble charge – décharge et mesure de dérive thermique est placé ici aussi en début d'essai.

Un nouveau chargement (E – F) est ensuite réalisé à la même vitesse que le précédent pour atteindre la valeur finale de force appliquée. Cette force est alors maintenue à sa valeur maximale pendant le palier de mesure où est effectuée la mesure électrique (F – G). Ce palier de longue durée (de 1000 à 10000 s) correspond à un maintien constant de la force au niveau du contact, ce qui est différent du simple maintien de force constante. En effet, il faut tenir compte du déplacement causé par la dérive thermique ainsi que des valeurs de raideur correspondantes. L'application de la force est donc asservie sur la formule suivante :

$$Force_{\text{maintien}} = Force_{\text{max}} + \left( Déplacement - Hauteur_{\text{surface}} \right) \times Raideur_{\text{ressorts}} \quad (2.5)$$

L'enfoncement réel quant à lui est calculé après essai et vaut dans le cas d'une vitesse de dérive thermique constante:

$$Enfoncement = Déplacement - Hauteur_{\text{surface}} - \frac{Force}{Raideur_{\text{bâti-corrigée}}} - \alpha \times Temps_{\text{contact}} \quad (2.6)$$

Après le palier, les échantillons sont séparés jusqu'à être distants de 500 nm/1  $\mu\text{m}$  (H). L'observation de l'adhésion se fait lors de cette étape, à travers la force de traction nécessaire pour séparer les surfaces de contact dans le dernier segment de décharge (G – H) : il s'agit de la force à laquelle la séparation se produit (appelée aussi « pull-off force »).

Enfin, les échantillons sont remis en contact (J) et la nouvelle hauteur de la surface permet d'évaluer s'il y a eu déformation plastique. Puis une seconde mesure de dérive a lieu (K – L) pour vérifier son évolution sur l'essai et valider (ou non) le maintien de la force constante effectué sur l'ensemble du palier.

### 3.2.2 Choix des forces appliquées

La force de contact a un effet significatif sur la résistance de contact. À faible force, la résistance est élevée et instable (conséquences de la rugosité et de la contamina-

tion de surface). L'augmentation de la charge permet de diminuer la résistance par la déformation des aspérités et la diminution de l'épaisseur du film de contamination. Mais une fois la stabilité de  $R_C$  atteinte, imposer une force plus importante ne provoque plus d'améliorations notables, favorise l'adhésion, le fluage et l'usure, et peut même endommager le cantilever (Brown, 2008). La définition d'une force de contact adaptée est délicate et faite de compromis. En général, les forces communément observées dans les dispositifs vont de 80 à 300  $\mu\text{N}$  (Brown, 2008). Cependant, grâce à notre dispositif et afin d'étudier les effets de la force, une gamme de force plus large peut-être appliquée : de 50  $\mu\text{N}$  à 1 mN.

## 4 Mesures électriques de résistance de contact

---

### 4.1 Dispositif

Les mesures de résistances électriques de contact, c'est-à-dire la réponse en tension à un courant aux bornes du contact (la valeur de résistance est obtenue par application de la loi d'Ohm :  $U=RI$ ), constituent nos résultats expérimentaux. Il faut donc être particulièrement attentif à la qualité de ces mesures. Elles sont effectuées selon la méthode quatre fils (ou quatre pointes) qui permet de s'affranchir des résistances parasites de la chaîne de mesure en séparant le circuit d'injection du courant de celui de la mesure : l'impédance du voltmètre étant infinie (ou tout du moins suffisamment grande), le courant passant dans sa branche est quasi-nul (de l'ordre du pA). Il n'y a donc plus de chute de potentiel due à la résistance parasite, qui n'entre alors plus en compte dans la valeur mesurée. Concrètement, quatre bornes de sortie sont utilisées pour la mesure :

- deux bornes " source " qui injectent le courant.
- deux bornes " sense " qui mesurent la tension.

Par ailleurs, cette méthode permet de contrôler le courant imposé lors de la mesure. Son application au cas des barrettes et des barreaux croisés est présentée en 4.2 et 4.3 respectivement. Enfin, elle est entièrement intégrée à l'appareil de mesure utilisé et permet ainsi de simplifier le montage électrique en n'utilisant qu'un seul instrument. Ce dernier est un sourcemètre (unité de source et mesure courant/tension) 2601 de Keithley Instruments Inc. Il s'agit d'une alimentation de précision aussi capable de mesurer courant, tension et résistance. Ses caractéristiques (résolution, erreur...) sont données dans la documentation disponible sur le site du fabricant; elles montrent que les valeurs de tension mesurée en dessous du mV peuvent être entachées d'une erreur relative assez importante. C'est pourquoi, compte tenu des résistances mesurées avec nos dispositifs expérimentaux (typiquement sous l'Ohm), les intensités imposées seront toujours supérieures ou égales à 1 mA. Le 2601 possède en outre une connexion d'entrées/sorties numériques qui peuvent accessoirement servir de trigger pour synchroniser les mesures électriques avec l'essai mécanique au nanoindenteur (cf. 4.1.2).

---

### 4.2 Description des mesures électriques standard (nanoindenteur)

Le principe des mesures est d'imposer une intensité de courant et mesurer la tension résultante aux bornes du contact. La valeur de résistance mesurée est alors obtenue par application de la loi d'Ohm. Cependant, il faut prendre en compte

les tensions thermoélectriques qui sont les sources d'erreurs les plus communes dans les mesures bas niveau. Ces tensions augmentent quand différentes parties du circuit sont à des températures différentes ou quand des conducteurs constitués de matériaux différents sont mis en contact comme dans une jonction par brasage. Leur ordre de grandeur étant de plusieurs  $\mu\text{V}$ , il est nécessaire de prendre quelques précautions, comme faire en sorte que tout le circuit soit à la même température en allumant les appareils en amont pour atteindre l'équilibre thermique à température ambiante. Il faut aussi essayer d'utiliser les mêmes matériaux conducteurs partout mais ce n'est clairement pas possible ici. C'est pourquoi une méthode visant à éliminer ces effets est utilisée : la « DC current reversal method » ou méthode d'inversion du courant.

Elle consiste en l'emploi consécutif de deux courants de même valeur mais de polarité opposée. Deux tensions sont alors mesurées aux bornes du contact :  $V_+$  et  $V_-$  entachées des erreurs thermoélectriques. Ces dernières gardant la même polarité quel que soit le sens du courant peuvent être éliminées par moyenne des tensions correspondante à des mesures consécutives sous deux courants de même valeur mais de polarité opposée.

$$R_{\text{exp}} = \frac{V_+ - V_-}{I_+ - I_-} \quad (2.7)$$

Néanmoins, leur valeur évolue avec la température (généralement  $1 - 3 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ ) et donc avec le temps. Il est donc essentiel de réaliser l'alternance des mesures le plus rapidement possible. Or le temps d'une mesure proprement dite dépend du nombre de périodes d'intégration. Ces dernières servent à s'affranchir des 50 Hz du secteur. Après essais sur des résistances (composants) de 0,1, 1 et 10  $\Omega$ , il est apparu qu'une seule période d'intégration suffisait, soit 20 ms.

Enfin, l'utilisation de cette méthode permet en outre de réduire le bruit blanc d'un facteur deux (Keithley Instruments Inc., 2004). Le principe d'alternance du courant pour caractériser la résistance de contact est d'ailleurs repris dans la norme NF EN 60512-2-1 (CENELEC, 2002) qui recommande également de faire les mesures en mode quatre pointes et correspond tout à fait aux mesures effectuées ici.

Cependant, une seule mesure ne suffirait pas à caractériser la résistance de contact car cette dernière évolue dans le temps (température, fluage...). La méthode de mesure, illustré Figure 52, consiste donc en un certain nombre de points de mesures définis comme ci-dessus, à intervalles réguliers. C'est le nombre de points de mesures et le délai entre chacun d'eux qui va définir la durée totale de la mesure.



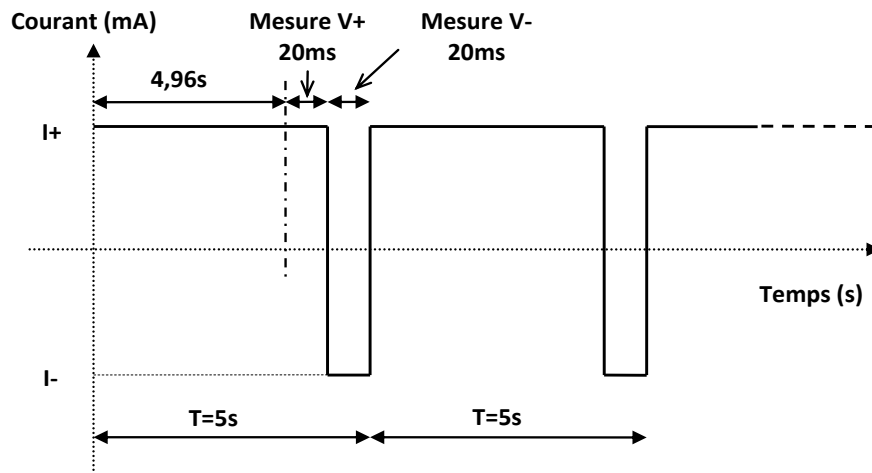


Figure 52 Méthode de mesure de résistance de contact à courant constant avec un point de mesure toutes les cinq secondes.

Signalons enfin que toutes les mesures présentées s'entendent en « cold switching », c'est-à-dire que le courant est toujours injecté après l'établissement du contact (mécanique) et avant son ouverture. Le cas du « hot-switching » fait appel à des mécanismes non étudiés ici et peut provoquer la fusion locale du matériau même si une valeur de tension maximale (compliance, généralement fixée à 1 V) vise à protéger de ce phénomène en cas de fausse manipulation.

D'un point de vue pratique, une faible intensité de courant complique la mesure de la résistance de contact : si la tension à mesurer est faible, les forces électromotrices de contact et le bruit de mesure ne sont plus négligeables (typiquement 50  $\mu$ V) et les limites de l'appareil de mesure électrique peuvent être atteintes. Le courant minimal appliqué sera de 1 mA mais il peut aussi être intéressant d'observer l'effet d'intensités importantes. C'est en partie ce qui a été réalisé avec la balance de précision.

### 4.3 Description des mesures électriques pour la balance

Les toutes premières mesures (sur l'or), visant à tester le dispositif, ont consisté en des successions de balayages linéaires en courant. Les résultats de mesures identiques consécutives ont montré une allure reproductible mais décalée des courbes. Par exemple la Figure 53 montre cinq cycles consécutifs de balayage linéaire en courant de 0 à 100 mA. La durée d'un balayage aller/retour est ici de 80 secondes. Le graphique représente l'évolution de la résistance en fonction de la tension mesurée aux bornes du contact car plus que le courant c'est la tension aux bornes du contact qui va donner une indication sur la température du contact (p. 61). À chaque cycle, la résistance mesurée diminue, laissant penser à une dépendance temporelle du système. C'est pourquoi une étude de l'évolution temporelle de la résistance en fonction du temps a été menée : des paliers de courant à intensité

constante ont été imposés suivant le principe de la méthode de mesure de résistance de contact par paliers de courants présentée en 2.2.

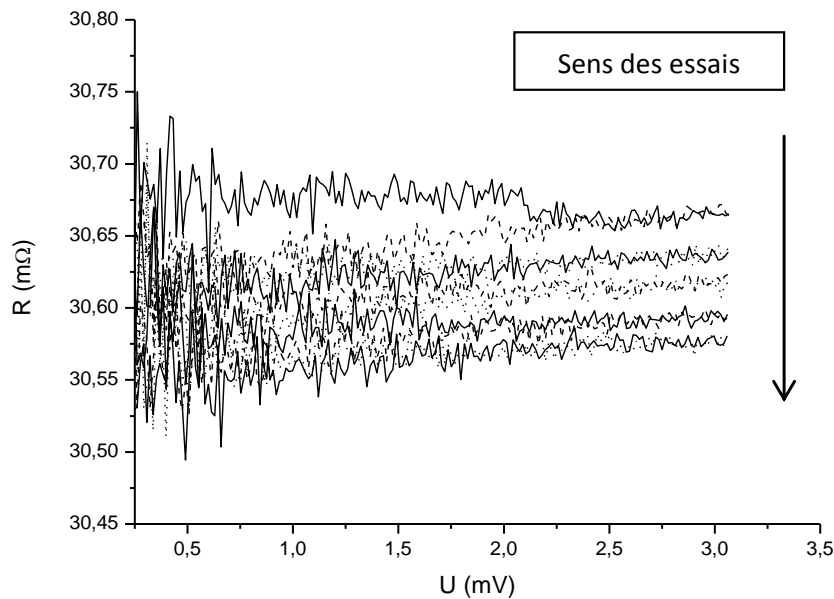


Figure 53 Évolution de la résistance de contact sur 5 balayages consécutifs (délai 200ms)

Ainsi pour étudier l'influence de l'intensité du courant et indirectement de la température sur la résistance électrique, un second type de mesure est utilisé. Il couple le premier avec un balayage en courant : le contact est soumis à une succession de paliers d'intensités croissantes (de 5 mA à 2 A) puis décroissantes. Il est illustré Figure 54.

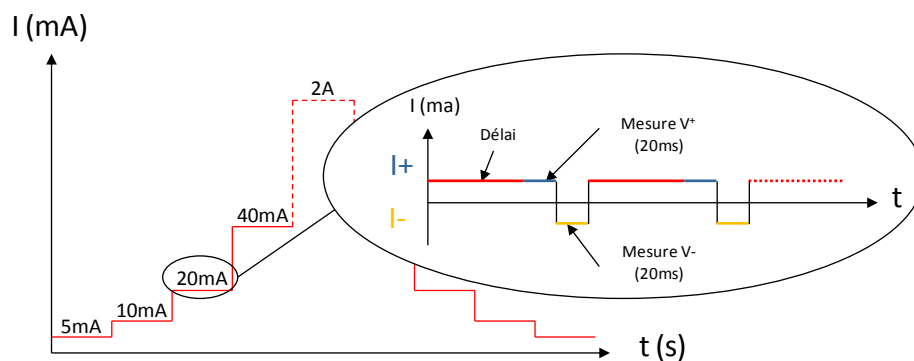


Figure 54 Méthode de mesure de résistance de contact par paliers en courants.

Deux exemples de résultats représentatifs sont présentés Figure 55. Quelle que soit la force de contact, la stabilisation est immédiate aux faibles courants ( $I < 10$  mA) mais la durée qui lui est nécessaire augmente radicalement aux fortes intensités, en particulier lorsque le contact était maintenu auparavant à une valeur de courant plus élevée. Il s'agirait ici principalement d'effet thermique : le maintien d'un courant élevé provoque un échauffement local du contact d'où une augmentation de la résistivité ; à l'inverse, imposer une intensité plus faible va refroidir le

contact et la résistance mesurée va ainsi diminuer. Les résultats présentés dans la suite correspondent donc aux valeurs obtenues après stabilisation et uniquement lors de la montée en courant. Le temps de maintien d'un palier en courant a été défini en regard des premiers résultats observés et dépend de l'intensité du courant imposé (voir Tableau 8).

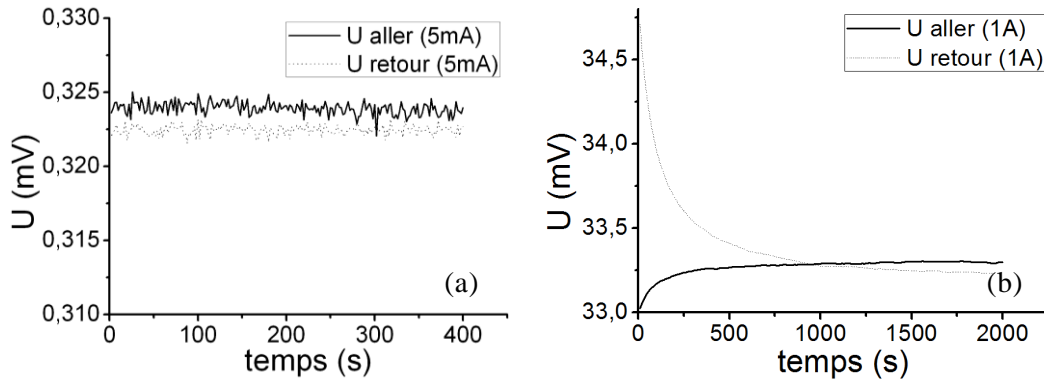


Figure 55 Évolution temporelle de la mesure de tension sous 2 N pour  $I = 5 \text{ mA}$  et  $I = 1 \text{ A}$ . La courbe continue représente la stabilisation en tension après augmentation du courant ( $I = 5 \text{ mA}$  pendant 400 s pour (a) et (b)  $I = 600 \text{ mA}$  pendant 2000 s). Celle en pointillés correspond à la stabilisation en tension après une diminution de courant ( $I = 20 \text{ mA}$  pendant 400 s pour (a) et (b)  $I = 2 \text{ A}$  pendant 2000 s).

Le choix des courants employés s'est fait principalement en rapport avec les capacités de l'instrument. L'intensité appliquée va de 1 mA (5 mA pour les premières mesures) à 2 A. Les courants intermédiaires correspondant au doublement de la valeur précédente, approchée au nombre rond le plus proche.

Intensité (mA)	1	5	10	20	40	100	300	600	1000	2000
Temps du palier (s)	100	100	100	100	100	300	1000	1000	1000	1000

Tableau 8 Temps de maintien des paliers pour les intensités imposées.

# 5 Caractérisation de la rugosité par analyse d'images

---

## Introduction

L'étude de la rugosité de surface est importante pour les applications tribologiques. En mécanique du contact, la rugosité implique que l'aire de contact réelle ne soit qu'une fraction de celle attendue. La distribution des hauteurs des sommets (à ne pas confondre avec la hauteur de la surface) et rayons de courbure d'une surface réelle est essentielle dans les modèles analytiques de contact « asperity-based » (Greenwood and Williamson, 1966, Chang et al., 1987, Jackson and Green, 2006). Ces paramètres sont distincts de ceux de la distribution en hauteur de la surface même si dans le cas de surfaces gaussiennes aléatoires, certains jeux de ces paramètres peuvent être reliés aux autres (Nayak, 1971, Whitehouse, 1978). Dans le cas où les aspérités reflètent la microstructure du film mince (p. 81), l'identification automatique et l'analyse des aspérités d'une image topographique de la surface permettent d'accéder de manière directe aux paramètres statistiques désirés.

La microscopie à force atomique permet d'observer la topographie réelle de la surface à l'échelle du nanomètre et est de ce fait bien adaptée à notre objectif. Cependant, l'instrument en lui-même ne procure aucune information sur la rugosité, il faut recourir à des logiciels spécialisés d'analyse d'image. Or, ceux-ci sont souvent limités à la détection de grains bien définis et ne sont pas à même de séparer des objets adjacents. Quand bien même ce serait le cas, des difficultés apparaissent au niveau de la souplesse d'utilisation et en particulier en ce qui concerne l'importation et l'exportation de données. C'est pourquoi un algorithme spécifique d'analyse d'image a été développé et programmé au cours de ce travail. L'algorithme décrit dans ce chapitre vise à surmonter ces difficultés en déterminant automatiquement le nombre d'aspérités, leur position ainsi que leur forme (taille, rayon de courbure) à partir d'une image AFM. L'objectif final étant de calculer à partir des résultats obtenus par l'analyse d'image, les distributions à intégrer au modèle mécanique de contact.

Les images provenant des mesures AFM sont en fait des représentations de matrices : chaque point correspond à un pixel de l'image dont le niveau de couleur représente sa hauteur (en général en niveau de gris, plus il est clair, plus il est haut). C'est pourquoi il est question plus exactement de traitement d'images numériques (« digital image processing » en anglais) et que les logiciels de calcul numériques (en particulier MATLAB) sont fréquemment utilisés (Gonzalez et al., 2004). Nous utiliserons le langage de programmation Scilab (Consortium Scilab (DIGITEO), 2009), son équivalent libre pour implémenter l'algorithme.

Dans ce chapitre, un échantillon type est d'abord présenté puis l'algorithme élaboré pour générer une image artificielle semblable à ce dernier est détaillée. Le but de cette image est de tester les performances de l'algorithme sur un

échantillon test dont les paramètres (géométrie des aspérités) sont connus. Ensuite, l'algorithme d'analyse d'image proprement dit est décrit, avant de présenter et de commenter les résultats obtenus.

## 5.2 Présentation des échantillons

L'échantillon utilisé pour présenter l'algorithme est l'image AFM d'un film mince de  $1\ \mu\text{m}$  d'or déposé par pulvérisation radiofréquence sur un substrat de silicium recouvert d'une couche d'accroche de 20 nm en titane. Ainsi, il est en tout point similaire à ceux utilisés dans les technologies microsystemes. La topographie de la surface, caractéristique de la morphologie de la microstructure, permet d'observer (Figure 56) des aspérités visibles et bien définies. Elles ont une hauteur typique de 6 nm et une largeur à la base de 100 nm.

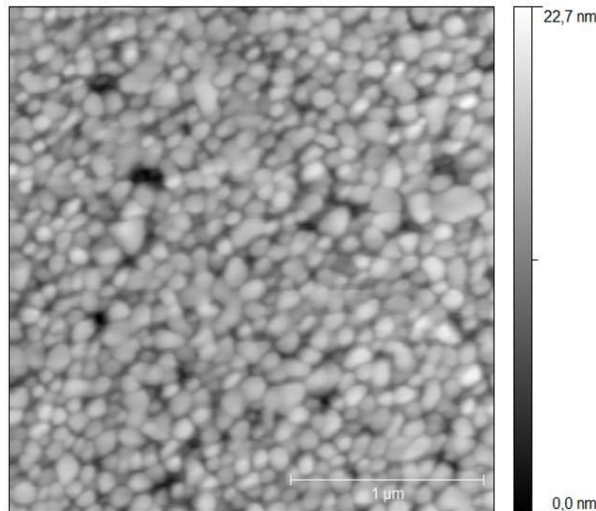


Figure 56 Film mince d'or ( $1\ \mu\text{m}$ ) déposé par pulvérisation cathodique sur un substrat en Si. Image obtenue par un balayage AFM de  $2,4*2,4\ \mu\text{m}$  par une résolution de 512 lignes en mode contact avec une force appliquée de 35 nN et une fréquence d'acquisition de 0,1 Hz.

## 5.3 Création d'une image artificielle

Afin de vérifier la validité de l'algorithme, il est nécessaire de pouvoir le tester sur une image référence, similaire aux surfaces considérées et dont les paramètres statistiques sont connus. Cependant, pour plus de simplicité, ainsi que pour une meilleure évaluation de la précision de la mesure du rayon de courbure, toutes les aspérités de la surface générée auront le même rayon de courbure  $r$ . L'algorithme employé pour générer cette image est décrit Figure 57 et expliqué ci-après.

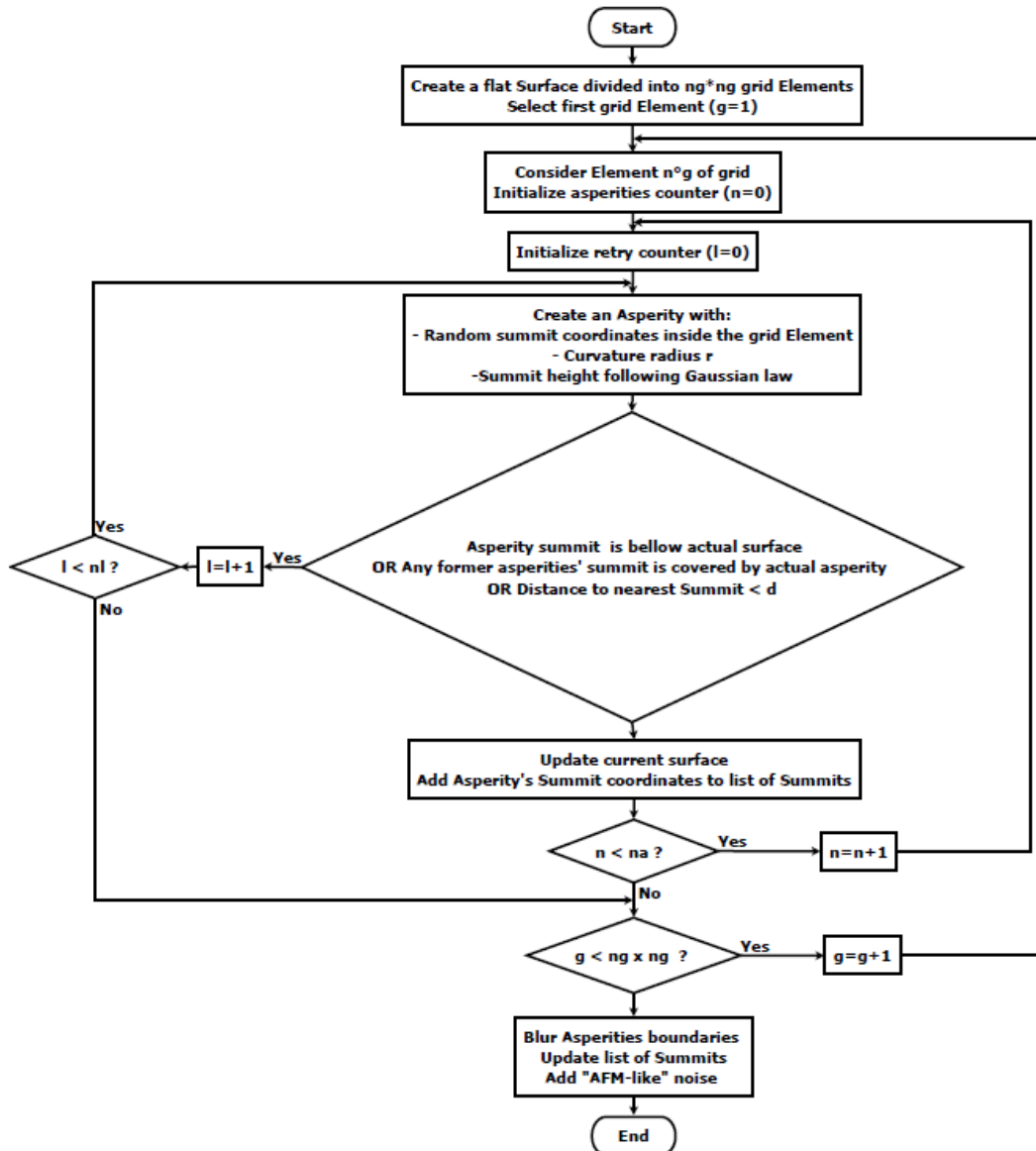


Figure 57 Algorithme de génération d'image artificielle

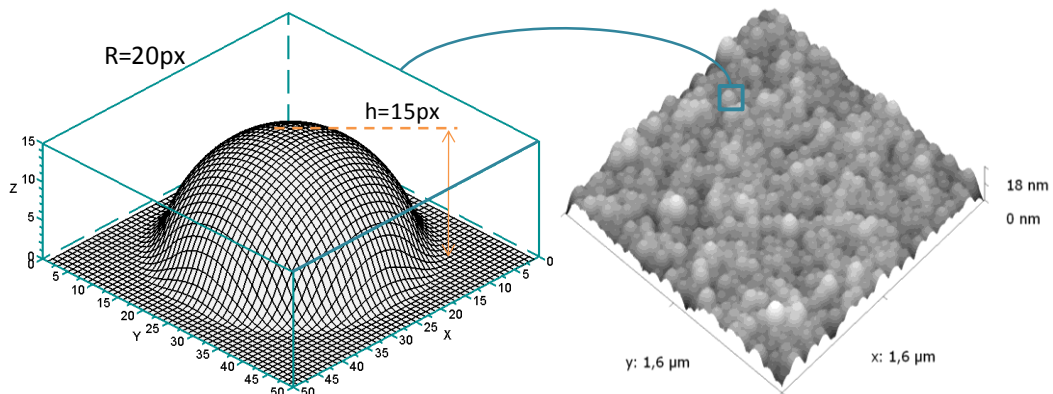
Une surface de même dimension que les mesures AFM est d'abord créée et divisée en  $n_g^2$  éléments identiques formant une grille carrée. Le rôle de la grille est d'assurer la convergence et une homogénéisation de la répartition des aspérités sur la surface. Un nombre fixé ( $n_a$ ) d'aspérités sont alors placées dans chacun de ces éléments. Ces aspérités sont en fait des calottes sphériques, de même rayon  $r$ . Seule leur partie supérieure, définie par une hauteur  $h$  est prise en compte.  $h$  est définie aléatoirement pour chaque aspérité suivant une loi gaussienne. L'équation d'une demi-sphère de rayon  $r$  dont le sommet a pour coordonnées  $(x_0, y_0, -r+h)$  est :

$$z = \sqrt{r^2 - (x-x_0)^2 - (y-y_0)^2} - r + h \quad (2.8)$$

où  $x_0$  et  $y_0$  sont choisis de manière à positionner le sommet de l'aspérité dans l'élément de grille considéré. Il est par ailleurs important de noter que l'application de l'algorithme d'analyse d'image à l'image artificielle doit permettre de retrouver cette distribution en hauteur.

De plus, les aspérités sont positionnées de telle façon qu'elles ne masquent pas les précédentes et que leur sommet reste visible. Ce n'est pas toujours possible ; dans ce cas après un certain nombre de tentatives  $n_i$ , l'élément de grille suivant est considéré. C'est pourquoi il est fréquent que le nombre d'aspérités à placer ne soit pas atteint, en particulier si le rayon des aspérités est grand et que le nombre visé soit trop important par rapport à la taille de l'image. À chaque aspérité effectivement placée sur la surface, les coordonnées de son sommet sont répertoriées dans une liste qui servira de comparaison par rapport au résultat obtenu avec l'algorithme rugosité afin de quantifier les performances de ce dernier.

Par ailleurs, dans l'idée de produire une surface plus réaliste, les frontières (vallées) entre les objets sont lissées, rendant la séparation entre les objets plus complexe. Ceci est réalisé en extrayant les contours d'une copie de la surface lissée par un filtre Gaussien pour remplacer ceux de la surface de départ. Cependant, de cette manière, certaines aspérités sont en partie effacées et la liste des sommets doit donc être mise à jour.



*Figure 58 Vue 3D d'une surface générée artificiellement (non bruitée) et d'une aspérité isolée avec lissage des bords.*

L'étape finale consiste à ajouter à l'image du bruit semblable à celui des mesures AFM ». En effet, même si il n'y a pas de bruit visible sur les images « propres » présentées ici, dans le cas de mesures rapides ou avec une pointe sale, on peut observer des pics de bruit aléatoires ainsi que des sauts de ligne dans la direction du balayage, d'une longueur d'environ  $100\ \text{nm}$  et de hauteur  $\sim 0,2\ \text{nm}$ .

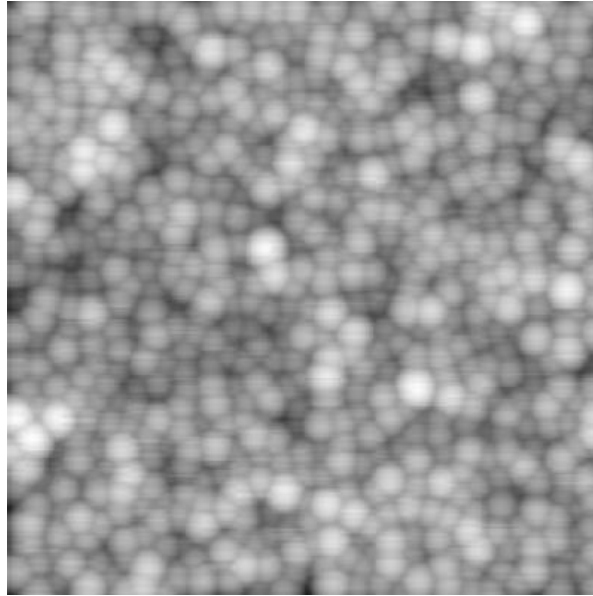


Figure 59 Image artificielle présentée en 256 niveaux de gris et constituée de 512 lignes de 512 pixels. 671 aspérités de 30 pixels de rayon de courbure ont été placées dont 17 partiellement effacées. La répartition en hauteur des sommets suit une loi gaussienne d'écart-type 1,7 nm, centrée sur un plan moyen de 10 nm. L'amplitude maximale du bruit ajouté est de 2 nm.

La première méthode pour simuler le bruit de mesure consiste en l'ajout d'un bruit blanc gaussien, étiré et lissé pour simuler ce phénomène. Le résultat est présenté Figure 59. Mais ce procédé découpait littéralement les aspérités pour donner un résultat finalement assez éloigné de la réalité. C'est pourquoi une autre méthode a été mise au point pour reproduire ce phénomène. L'ajout de bruit se fait alors en deux temps. Premièrement (Figure 60), toutes les lignes sont décalées par une valeur différente suivant une loi gaussienne centrée afin de simuler les erreurs imputables au balayage en ligne de l'AFM. Deuxièmement, un bruit aléatoire gaussien est ajouté à des pixels de l'image choisis aléatoirement.

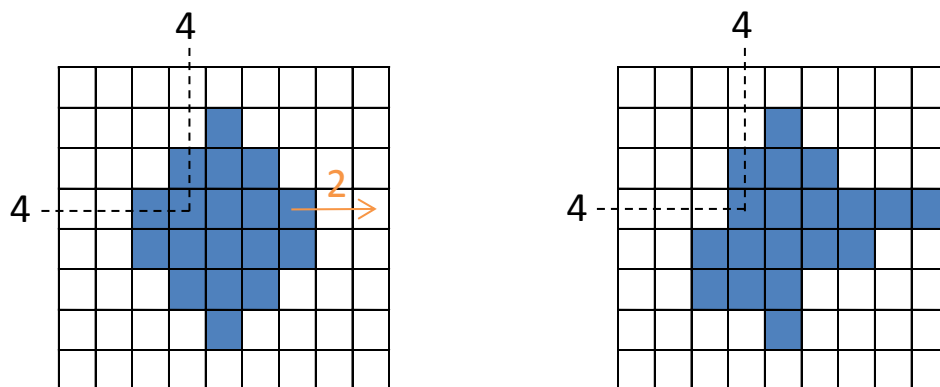
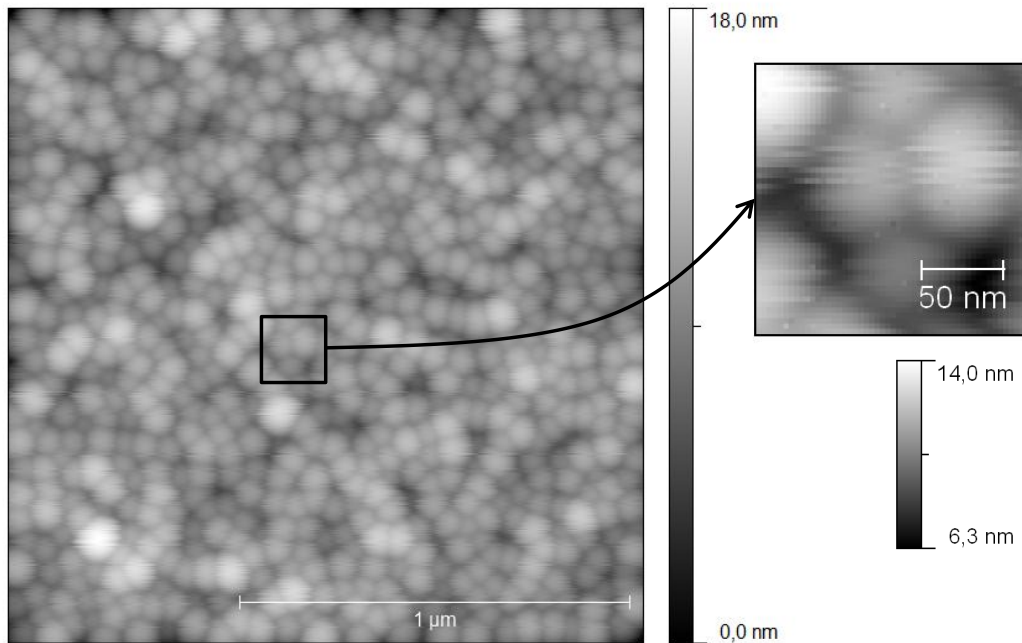


Figure 60 Illustration du principe de décalage des lignes sur une image binaire. La quatrième ligne est le résultat d'un décalage de deux cases vers la droite et la sixième d'une case vers la gauche. La case (4,4) est la résultante de la moyenne des cases adjacentes dans la direction verticale, ici (3,4) et (5,4), afin de conserver la convexité de l'aspérité.



Un exemple d'image générée artificiellement par ce biais est illustré Figure 61 avec un très fort niveau de bruit (beaucoup plus que ce qui peut être rencontré dans le cas de mesures réelles). Mais comme observé Figure 62 les profils présentent de nombreuses similarités. Enfin, deux versions de cette image ont été générées : une bruitée et l'autre non, ce qui nous permettra d'évaluer l'influence du bruit sur la véracité des résultats obtenus et de tester les limites de l'algorithme.



*Figure 61 Image artificielle utilisant la seconde méthode d'ajout de bruit (définitive). Résolution de 512\*512 pixels correspondant à une image de 1,62  $\mu\text{m}$  de côté. Elle contient 673 aspérités de 0,3  $\mu\text{m}$  de rayon de courbure dont les hauteurs suivent une loi normale centrée d'écart-type 1,45 nm. L'écart-type relatif au bruit par décalage de ligne vaut 5 % du rayon moyen de la base des aspérités et le bruit supplémentaire affecte 5 % des pixels avec un écart-type correspondant à 10 % de l'écart-type sur les hauteurs.*

Nous disposons ainsi d'une image générée artificiellement, très proche de celles à tester, mais dont les paramètres d'intérêt sont connus : nombre, rayon de courbure et distribution en hauteur des aspérités. La précision avec laquelle l'algorithme va permettre de retrouver ces paramètres servira d'indicateur sur ses performances avant son utilisation future sur les échantillons réels.

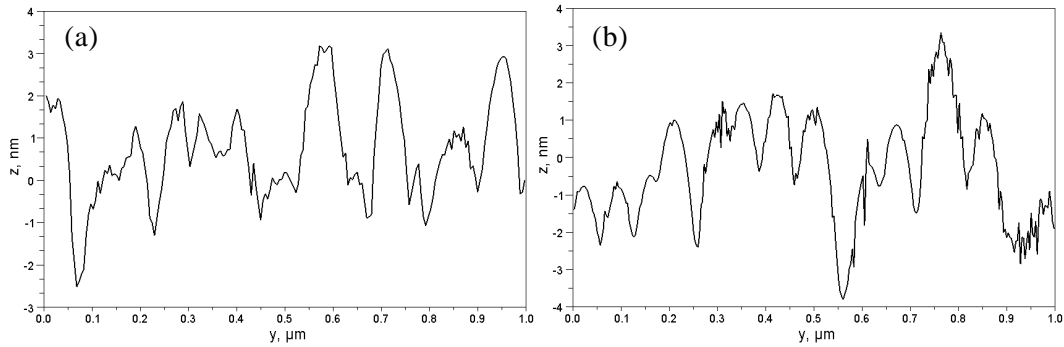


Figure 62 (a) profil sur  $1 \mu\text{m}$  d'une image AFM d'un barreau ruthénium présentée en 1.3.2 suivant la direction du scan et (b) profil correspondant pour l'image artificielle présentée Figure 61

---

## 5.4 Algorithme de traitement d'image

Le but de l'algorithme développé et présenté ici est de déterminer automatiquement le nombre d'objets (dans notre cas des aspérités) présents dans une image provenant d'une mesure AFM mais aussi leur position, hauteur et rayon de courbure. La résolution de ce problème fait appel à plusieurs techniques de traitement d'images numériques et en particulier à la morphologie mathématique, un ensemble de théories pour analyser les structures spatiales (Soille, 2002). En général, ce type d'algorithme comporte trois étapes (Gonzalez et al., 2004, Jak et al., 2001, Soille, 2002) : prétraitement, segmentation et extraction des données. Le prétraitement prépare l'image (notamment en supprimant le bruit) par l'utilisation de filtres, les objets d'intérêt sont identifiés au cours de la segmentation et les propriétés désirées (c.-à-d. position, hauteur et rayon de courbure des aspérités) sont extraites au cours de la dernière étape. L'algorithme est présenté Figure 63 et décrit plus en détail dans la suite.

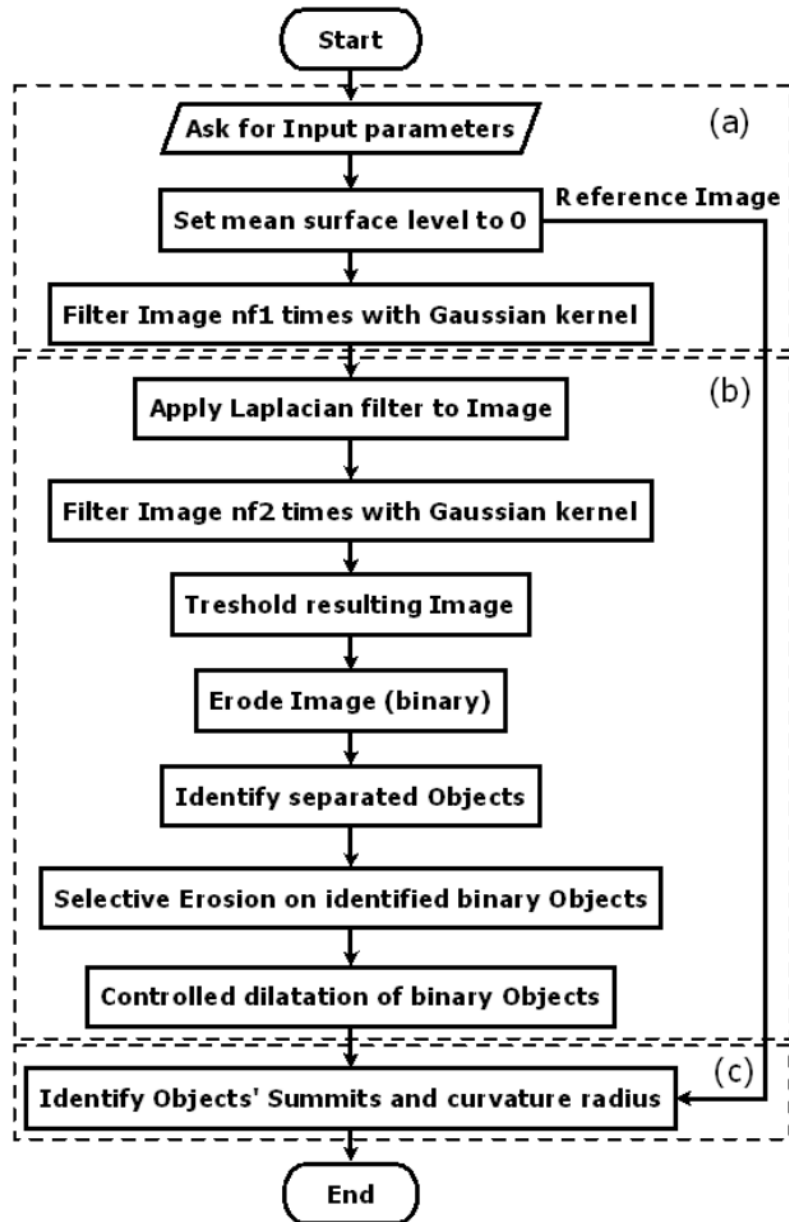


Figure 63 Principe de l’algorithme de caractérisation des aspérités. (a), (b) et (c) correspondent respectivement au prétraitement, à la segmentation et à l’extraction de données. L’image originale est filtrée  $n_{f1}$  fois avec un noyau gaussien résultant en un lissage de la surface. Le paramètre  $n_{f2}$  fait de même avec le Laplacien.

#### 5.4.1 Prétraitement

Sur l’image Figure 56 d’un dépôt d’or réalisé par PVD, les aspérités sont clairement visibles et définies contrairement au cas des surfaces des films minces électro déposés qui présentent une structure auto-affine. Elles présentent une hauteur typique de 6 nm et un rayon à leur base de 50 nm. L’objectif principal de l’étape de prétraitement est d’éliminer le bruit tout en préservant la rugosité. Ce filtrage est appliqué par convolution de la matrice image avec un masque (ou noyau de convolution). Sa-

chant que chaque image est en fait une matrice bidimensionnelle comportant les valeurs de hauteur, cela consiste à calculer pour un pixel donné, une nouvelle valeur à partir de l'ancienne et des valeurs des pixels environnants et à répéter ce procédé pour chaque point de l'image. Ainsi, le lissage est obtenu en faisant la moyenne de ces pixels.

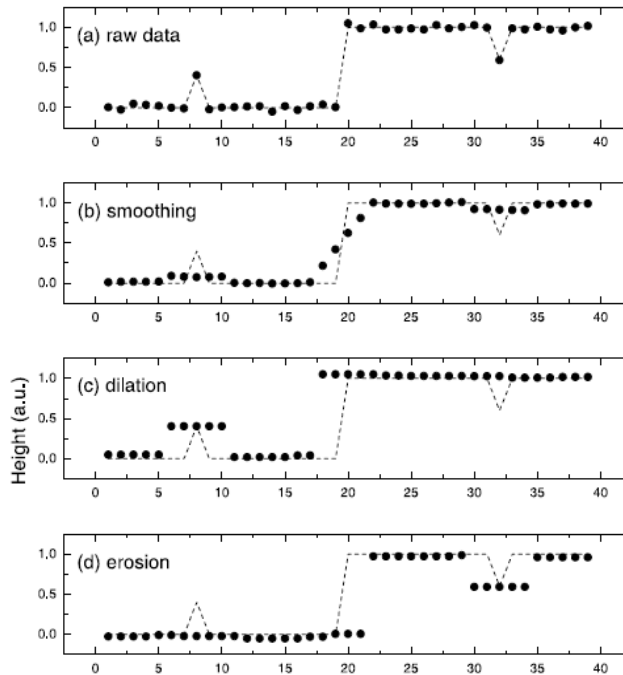


Figure 64 Illustration de l'effet de plusieurs filtres sur un exemple artificiel unidimensionnel (Jak et al., 2001)

D'autres types de filtrage sont possibles : par exemple le filtrage gaussien utilisé ici, et qui permet de mieux conserver la topographie. Il résulte de la convolution avec un masque gaussien qui donne plus de poids au pixel traité. La taille du masque, ses valeurs (définies par l'écart-type du masque) ainsi que le nombre d'applications successives définissent le degré du lissage. Dans le cas présent, c'est un noyau gaussien de taille  $3 \times 3$  qui est appliqué *nfl* fois pour réduire le bruit qui pourrait induire des détections erronées d'aspérités. Cependant, trop de lissage conduit à une surface uniforme où les aspérités ne peuvent plus être distinguées. Un compromis doit donc être trouvé sur la valeur de *nfl* qui doit *a fortiori* être plus importante en présence d'un bruit plus important.

Par ailleurs, c'est aussi pendant cette étape que peut se faire la sélection de la zone d'intérêt sur l'image (en rognant les bords de l'image) et le niveau du plan moyen est mis à zéro.

## 5.4.2 Segmentation

La seconde partie du programme est celle où les objets d'intérêts sont identifiés. La segmentation d'images non triviales est une des tâches les plus difficiles en analyse d'image. Sa précision détermine l'éventuel succès ou échec de la procédure infor-

matique (Gonzalez et al., 2004). Dans une image segmentée, les objets à identifier ne sont plus des pixels mais des ensembles de pixels connectés et disjoints les uns des autres. Il y a beaucoup de techniques possibles, dépendant du type d'objet à identifier, du mode d'obtention des images ou encore des conditions d'acquisition (bruit, résolution...) mais regroupables en deux catégories (Soille, 2002) : les techniques de détection de bords et celles consistant à faire croître les régions d'intérêt.

Une première approche est de partitionner l'image par un seuillage de la hauteur des aspérités mais cela conduirait à ne considérer que les plus grosses aspérités et ne reflèterait pas la rugosité réelle de la surface. Il est bien plus adéquat de réaliser un seuillage de la courbure de la surface : les zones de courbures négatives correspondent aux aspérités et doivent être sélectionnées tandis que les régions concaves, correspondant aux vallées, doivent être retirées (Il s'agit donc d'une technique de segmentation par détection des bords). Ceci est réalisé par la convolution de l'image avec l'opérateur laplacien (dérivées du second degré) qui donne une représentation de la courbure bidirectionnelle de la surface. À partir d'une image parfaite (c.-à-d. sans bruit), l'emplacement exact de toutes les aspérités serait donné en ne gardant que les points négatifs du résultat de la convolution. Or cet opérateur est très sensible au bruit et procéder de cette manière résulterait en l'identification de beaucoup de fausses aspérités même après un lissage (ces opérations peuvent se combiner en un seul opérateur LOG (Laplacian of Gaussian)). Une solution est de seuiller l'image obtenue avec une valeur précautionneusement choisie correspondante à un rapport de son minimum. Il en résulte une image binaire où tous les pixels en dessous du critère sont conservés et mis à 1 constituant de la sorte les objets alors que les pixels au dessus sont mis à 0. Cette technique de segmentation par seuillage global est rapide et simple à implémenter mais repose entièrement sur la valeur seuil. Cette particularité est illustrée Figure 65 : un rapport trop élevé (valeur de seuil négative) prendra en compte toutes les variations y compris le bruit, divisant les aspérités sous-jacentes mais s'il est trop faible (valeur de seuil positive), des grappes d'objets impossibles à séparer se forment. Généralement, un compromis est fait pour prendre en compte toutes les aspérités en acceptant certains regroupements. Afin de faciliter le seuillage, l'image convoluée par Laplacien peut être lissée ( $n/2$  fois) pour tenter de réduire encore un peu l'impact du bruit.

Pour séparer les aspérités regroupées en grappes (« cluster » en anglais) l'image binaire est érodée. Cela agrandit et connecte les vallées mais rétrécit les objets et peut ainsi provoquer la disparition des plus petits (d'où la nécessité d'effectuer les mesures avec une grande résolution de sorte que les aspérités soient toujours présentes après érosion). Ce filtre est appliqué de manière similaire au lissage par moyenne : en gardant seulement la valeur minimale, on obtient l'érosion ou la dilatation avec le maximum. L'érosion entraîne une réduction de la taille des objets (constitués de pixels de valeur 1) et un agrandissement des régions vides (pixels de valeur 0) tandis que la dilatation réalise l'opposé.

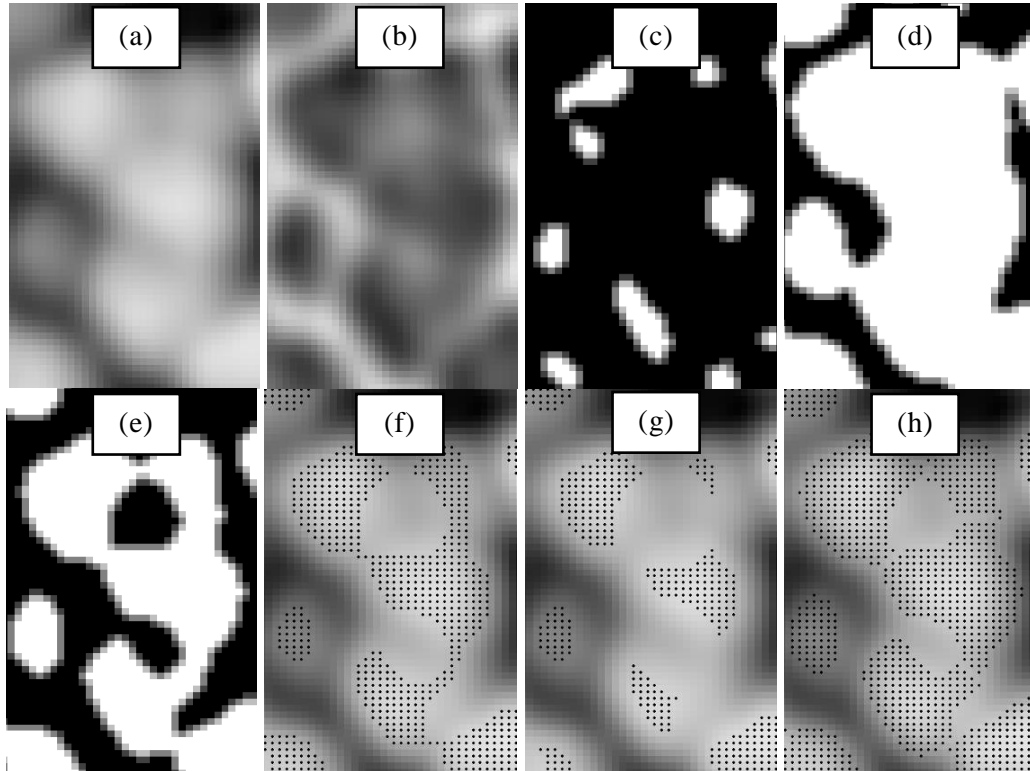


Figure 65 Étapes de segmentation sur un groupement d'aspérités de la surface d'or. L'image de départ (a) et résultante du LOG (b) sont représentées en niveaux de gris. Les images binaires résultent du seuillage avec un rapport 0,4 (c), -0,2 (d) et avec le rapport choisi : 0,05 (e). (f) représente l'identification avant l'érosion sélective et (g) après. (h) est le résultat de la dilatation contrôlée.

Une fois les objets séparés, l'étape suivante est de les identifier. Chaque objet constitué d'un ensemble continu de 1, ce procédé est réalisé en calculant les courbes de niveau de l'image binaire donnant par suite accès aux contours des objets. De plus, l'utilisation de la formule intégrale de Cauchy (intégrale de contour) permet de ne pas prendre en compte l'inclusion de certains objets dans d'autres plus grands. La liste des objets identifiés avec les coordonnées de leurs pixels est alors retournée. Pour vérifier la bonne détection des aspérités, chaque pixel faisant partie d'un objet est représenté par un point noir par-dessus l'image originale en niveaux de gris (Figure 65 (f)).

À ce stade, il est évident qu'il reste des regroupements d'aspérités comptant seulement pour un objet. Mais éroder à nouveau l'image entière causerait l'élimination des plus petites aspérités, soit l'effet inverse de celui désiré. C'est pour cela qu'une nouvelle fonction d'érosion sélective est introduite (Figure 66) : chaque objet identifié est analysé pour déterminer s'il correspond à une seule aspérité ou à un groupe, la sélection se faisant selon la taille et la convexité des objets. Ainsi, quand un regroupement est suspecté, il est érodé afin d'identifier de nouvelles aspérités en les séparant. En répétant ce processus itérativement, l'algorithme est capable de reconnaître et d'indexer l'ensemble des aspérités présentes sur l'image AFM. Le facteur clé d'une bonne sélection est de ne considérer que les objets ayant plus qu'un certain nombre de points mais de ne pas tous les éroder pour

autant : en partant du principe que les aspérités doivent toujours présenter une forme convexe, leur rapport de convexité est estimé par rapport à leur enveloppe convexe (« convex hull ») et seulement celles dont le rapport « nombre de points/nombre de points de l'enveloppe convexe remplie » n'est pas assez élevé sont traitées. Les itérations du processus prennent fin dès que toutes les aspérités sont ou assez petites ou suffisamment convexes. La Figure 65 (g) montre que ce traitement permet de séparer les aspérités voisines sans éroder les autres. On obtient donc significativement plus d'objets identifiés. Pourtant, le choix de paramètres d'entrée comme la taille ou le rapport de convexité minimaux pour que les objets soient traités est là encore critique : n'érodant aucun objet d'un côté ou ne laissant que quelques pixels par objets (empêchant ainsi toute identification de forme) de l'autre.

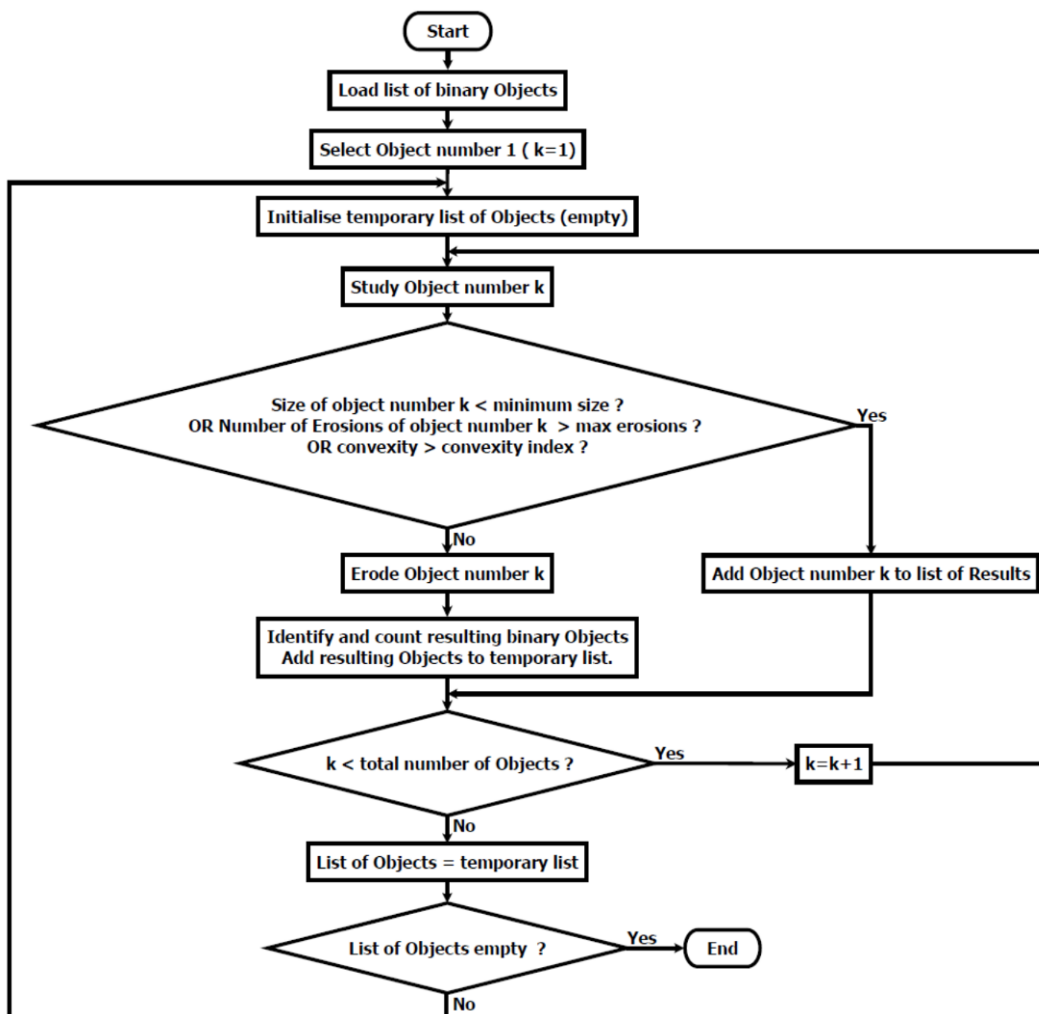


Figure 66 Organigramme de l'érosion sélective. K est le nombre identifiant l'objet considéré.

Pour remédier au problème des objets trop érodés suite à l'érosion sélective, un processus d'agrandissement des régions avec détermination des frontières est ajouté. Il s'agit d'un procédé de dilatation inspiré par la transformation « watershed » (Beucher and Lantuéjoul, 1979), et en particulier par les algorithmes de

segmentation à partir de marqueurs utilisant les files d'attente hiérarchiques ou « FIFO (First-In-First-Out) queue » (Soille, 2002). Il permet aux objets de gagner une taille suffisante pour l'extraction des données. Les objets sont dilatés jusqu'à ce qu'ils en rencontrent un autre (une frontière est alors créée) ou bien jusqu'à ce que la courbure locale (évaluée par rapport à l'image résultante du LOG) soit inférieure au seuil choisi. La file d'attente est d'abord constituée des points des contours extérieurs des objets. Chacun de ces points est considéré et marqué comme appartenant à un objet ou comme faisant partie d'une frontière selon qu'il y ait un seul objet voisin ou plusieurs. Il est ensuite effacé de la file d'attente tandis que ses points voisins non marqués comme objets sont ajoutés à la liste d'attente à la condition qu'ils n'y soient pas déjà. La boucle se termine dès que la file d'attente est vidée. Par ailleurs, il est important de noter que seuls les points qui ont une courbure suffisante (c.-à-d. si le LOG en ces points est supérieur au seuil choisi) sont pris en compte pour assurer le respect de forme des aspérités. L'algorithme correspondant est présenté Figure 67.

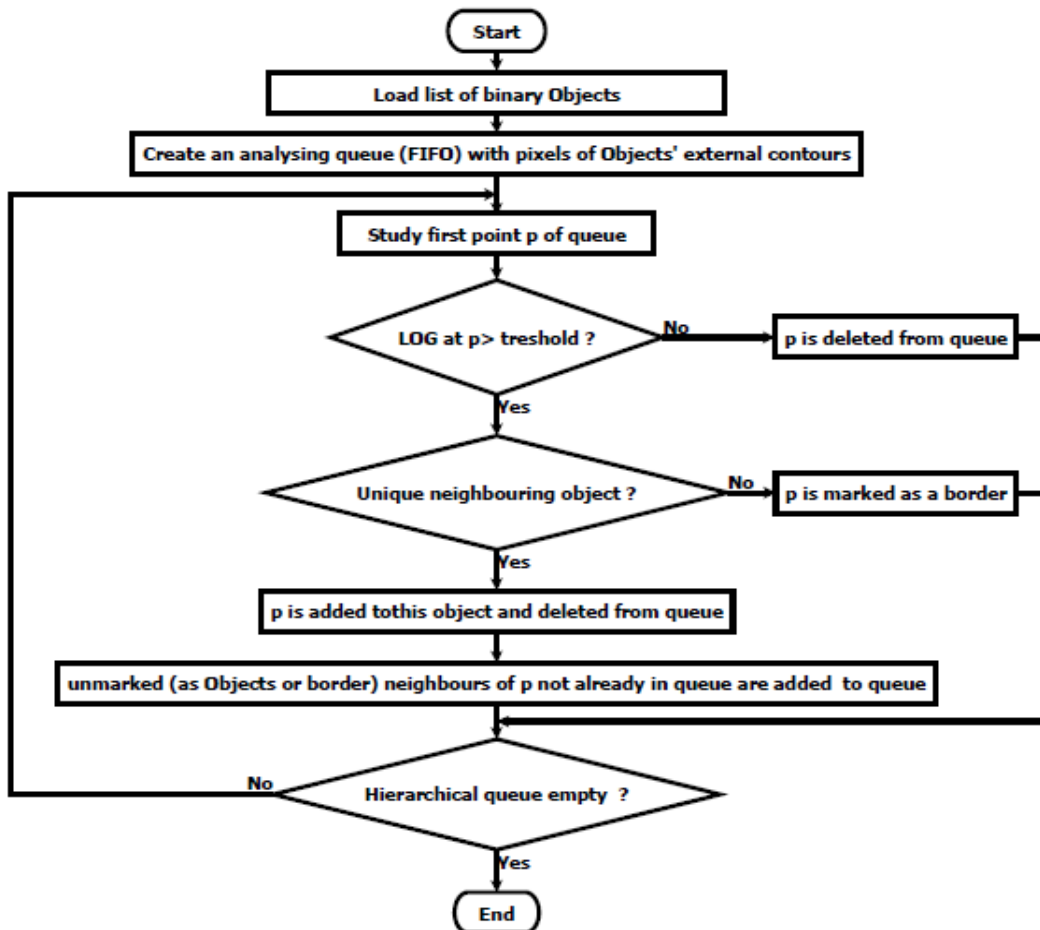


Figure 67 Algorithme de dilatation contrôlée.



### 5.4.3 Extraction des données

La dernière étape du programme consiste principalement à identifier le sommet des aspérités, à en extraire ses coordonnées et à calculer le rayon de courbure en comparant la liste des objets binaires identifiés à l'image originale. Aux coordonnées matricielles des points de la liste des objets est alors ajoutée la hauteur correspondante. Chaque aspérité est maintenant constituée d'un nombre connu de points avec leurs coordonnées et leur hauteur. La forme tridimensionnelle de l'aspérité est estimée comme étant une parabolöide convexe d'équation :

$$F = C_1 + C_2 \times (x - x_{Sommet})^2 + C_3 \times (y - y_{Sommet})^2 + C_4 \times (x - x_{Sommet}) \times (y - y_{Sommet}) \quad (2.9)$$

et dont les coefficients sont donnés par une approximation des hauteurs ( $z$ ) par la méthode des moindres carrés permettant un calcul aisé du rayon de courbure selon :

$$R_{courbure} = (-1 \times (C_2 + C_3))^{-1} \times (pas_{pixel})^2 \quad (2.10)$$

En effet, la somme des courbures perpendiculaires du sommet étant égale à la somme des courbures principales (Váradi et al., 2004), la courbure moyenne du sommet de la surface est calculée à partir des courbures selon les axes des abscisses et des ordonnées.

Cependant, l'ajustement n'est correct que si l'objet comporte un minimum de points : un minimum de 20 pixels est requis. Les objets avec moins de pixels ne sont donc pas analysés par le programme. Néanmoins, l'hypothèse est faite que sur une surface réelle, la hauteur d'une aspérité et son rayon de courbure ne sont pas liés. L'erreur d'ajustement est définie par l'équation (2.11)

$$erreur = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_n (z - z_{fit})^2}}{z_{max} - z_{min}} \quad (2.11)$$

La Figure 68 (a) montre pour une image artificielle dans quelle mesure l'erreur sur l'ajustement dépend de la taille des objets et (b) la corrélation entre l'erreur d'ajustement et le rayon de courbure des aspérités. Seuls les objets présentant une erreur inférieure à 10 % sont retenus. En utilisant ce critère, les points non pris en compte sont représentés Figure 68 (d) pour comparaison avec le graphique original de taille des aspérités en fonction du rayon de courbure (c).

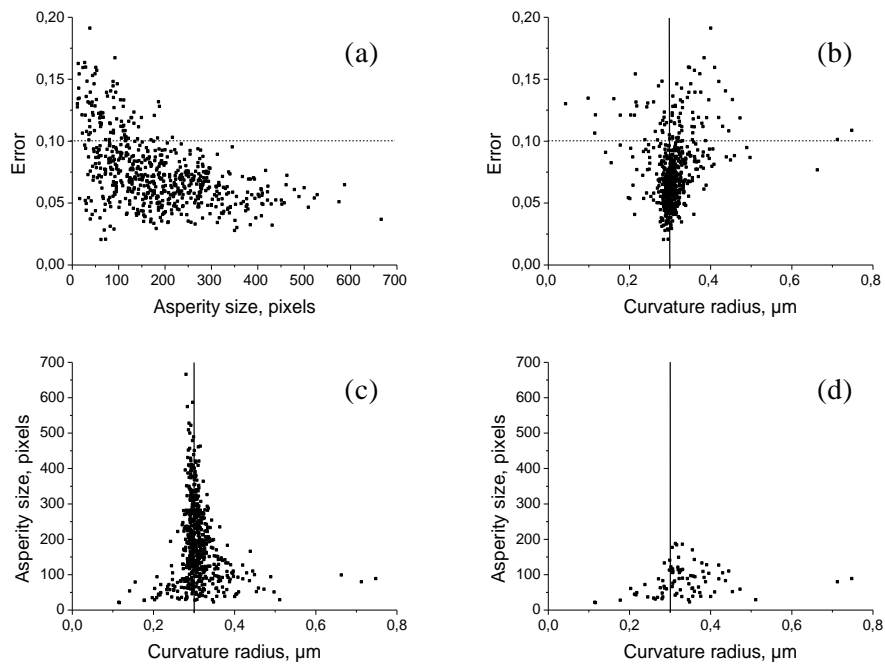


Figure 68 Nuages de points pour (a) erreur d'ajustement en fonction de la taille des objets pour l'image artificielle générée Figure 61, (b) erreur en fonction du rayon de courbure, (c) taille des objets en fonction du rayon de courbure et (d) taille des objets en fonction du rayon de courbure pour les objets écartés.

L'équation (2.9) fait appel aux coordonnées du sommet de l'aspérité car l'estimation par la méthode des moindres carrés ne donne des résultats cohérents que si celui-ci est fixé. L'approche la plus simple est de définir le sommet comme étant le point le plus haut de l'aspérité. Or ceci n'est plus vrai en présence de bruit. Une autre approche est de définir le sommet comme le barycentre de l'aspérité mais elle n'est pas adaptée pour les aspérités tronquées. Il existe d'autres méthodes d'identification des sommets comme le « four or eight nearest neighbors » (Yanagi et al., 2001) ou par une carte des contours (lignes de niveau) (Kweon and Kanade, 1994) mais la première est très sensible au bruit et la seconde ne convient pas aux petits objets que constituent les aspérités. Il est donc nécessaire de faire une sélection par rapport à l'erreur entre la forme estimée de l'aspérité et sa forme réelle, d'autant plus qu'une variation d'un seul pixel sur la position du sommet ( $x, y$ ) peut provoquer dans certains cas extrêmes une variation de 50 % sur le rayon de courbure estimé. En pratique, pour chaque objet considéré, le sommet est assimilé à tous les points et seul celui qui minimise le plus l'erreur entre la forme estimée par la méthode des moindres carrés et la forme réelle est gardé. Si l'erreur est trop grande ( $> 5\%$ ), le rayon de courbure de l'objet n'est pas comptabilisé pour la distribution. Enfin, la hauteur de ce sommet est définie par celle de la paraboloïde correspondante.

#### 5.4.4 Résultats pour l'image artificielle

Les échantillons sont analysés avec les paramètres présentés dans le Tableau 9.

	Image artificielle	Or
<b>Paramètres</b>		
Nombre de filtres Gaussien avant Laplacien ( $n_{f1}$ )	8	4
Nombre de filtres Gaussien après Laplacien ( $n_{f2}$ )	2	2
Seuil de sélection (% de la valeur min. du LOG)	5	5
Nombre d'érosions après seuillage	1	1
Taille min. des objets pour l'érosion sélective	30	30
Indice de convexité	90	90
Seuil de dilatation (% de la valeur min. du LOG)	5	5
<b>Résultats</b>		
Ecart-type en hauteur des sommets (nm)	1,35	1,79
Rayon de courbure moyen ( $\mu\text{m}$ )	0,3	0,25
Ecart-type en rayon de courbure ( $\mu\text{m}$ )	0,014	0,099

Tableau 9 Résumé des paramètres utilisés et des résultats

Maintenant que les aspérités ont été caractérisées par leur sommet et leur rayon de courbure, le but est de déterminer les distributions des hauteurs et des rayons de courbure. Ce qui se fait en traçant les histogrammes de répartition des populations correspondantes. Les distributions de hauteur sont ensuite approchées avec un bon accord par une loi gaussienne. Les résultats sont présentés Figure 69.

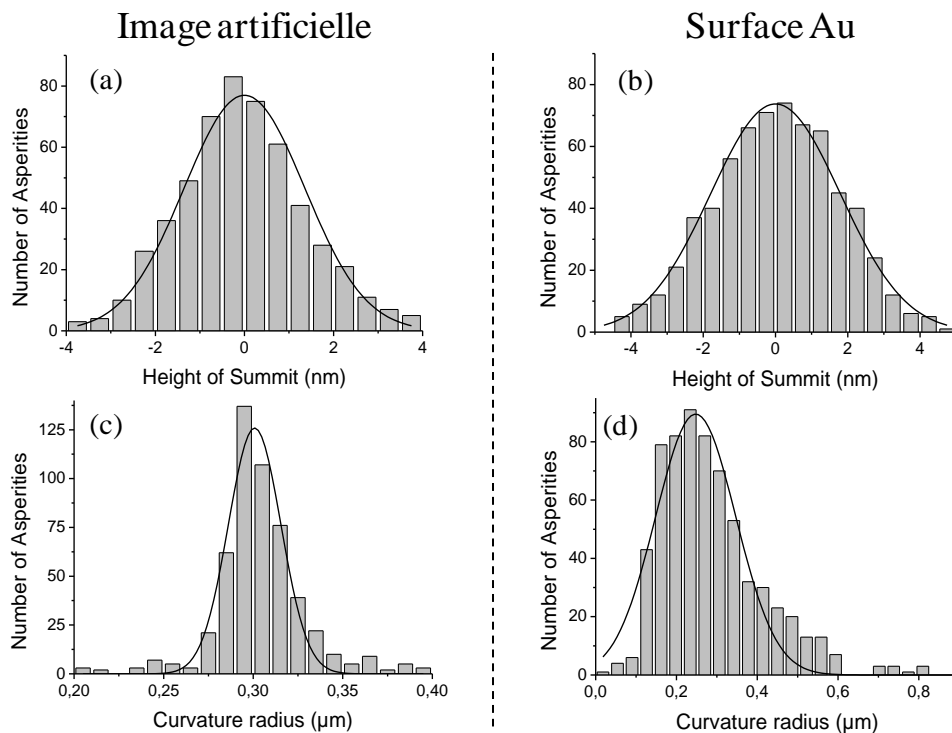


Figure 69 Distributions des hauteurs de sommet (a, b) et des rayons de courbure (c, d). Les courbes des fonctions de distributions correspondantes sont affichées sur les histogrammes. Seuls les objets de plus de 20 points et moins de 10 % sur l'erreur sont considérés. (a et c) correspondent à l'image artificielle Figure 61, (b et d) à la surface d'or présenté Figure 56.

La validation de l'algorithme est effectuée à l'aide de l'image artificielle. La performance de détection de l'algorithme est plutôt bonne avec 635 objets identifiés sur 673. De plus, il apparaît que la loi gaussienne utilisée pour générer la hauteur des aspérités est retrouvée : l'écart-type est de 1,35 nm (au lieu de 1,45 nm). Cette différence est principalement due au bruit étant donné que l'erreur se trouve être négligeable sur la même image non bruitée. Le cas de la distribution des rayons de courbure est plus problématique : le rayon unique imposé de 0,3  $\mu\text{m}$  est identifié mais il y a de la dispersion ( $\sigma = 0,014 \mu\text{m}$ , Figure 69 (c)) à cause du bruit. Ce dernier est choisi qualitativement (visuellement) pour être plus important que celui rencontré sur les images réelles (Figure 62) afin de tester la robustesse de l'algorithme, donnant ainsi une marge d'erreur supérieure  $\sigma_{err}$  sur l'évaluation du rayon de courbure sur les images réelles. Ainsi, à partir de l'équation (2.12), l'écart-type mesuré des rayons de courbure correspond à l'écart-type réel avec 5 % de marge d'erreur si  $\sigma_{err}$  est au moins cinq fois inférieur à  $\sigma_{meas}$ .

$$\sigma_{meas} = \sqrt{\sigma_{real}^2 + \sigma_{err}^2} \quad (2.12)$$

En prenant en compte les performances du programme, les résultats pour l'or sont présentés. La distribution Gaussienne des hauteurs des sommets présente un écart-type de 1,79 nm et celle des rayons de courbure est centrée sur 0,25  $\mu\text{m}$  avec une déviation standard de 0,10  $\mu\text{m}$ . Les écarts-types mesurés sont donc fiables, car vérifiant le critère des 5 % de marge d'erreur précédemment établi.

---

## 5.5 Conclusion

Un algorithme a été développé pour la détection et le traitement automatique des aspérités sur les images AFM. Il fournit la position, l'altitude et le rayon de courbure pour chacun de ces objets, ce qui permet de calculer les distributions statistiques associées. Ces données peuvent ensuite être utilisées pour une analyse statistique de la mécanique du contact rugueux utilisant les modèles de contact « asperity-based ». La qualité de l'identification des aspérités dépend grandement des paramètres d'entrée comme le nombre de filtres de lissage, les valeurs de seuil ou la taille critique pour l'érosion sélective. Ceux-ci sont pour l'instant choisis par tâtonnement. Ainsi, une manière simple d'améliorer les performances du logiciel serait de constituer un guide pour choisir les valeurs adéquates en fonction de la morphologie de surface.

# Conclusion

Un ensemble de dispositifs expérimentaux, entièrement réalisés durant le travail de thèse, ont été exposés dans ce chapitre. Que ce soit la balance de précision ou le nanoindenteur instrumenté pour la mesure électrique, leur polyvalence permet de prendre en compte les différents paramètres intervenant dans le contact électrique en régime quasi-statique. Ils permettent de plus de s'affranchir de la fastidieuse procédure de fabrication du composant à base de technologie MEMS. Les résultats obtenus avec ceux-ci sont dévoilés dans le chapitre suivant. Cependant, leur analyse nécessite que la rugosité des échantillons soit connue, au-delà même de la simple caractérisation de surface. C'est pourquoi un outil d'analyse d'image spécifique, dont l'utilité se révélera véritablement avec la modélisation, a dû être développé.

# Chapitre 3

## Présentation et analyse des résultats expérimentaux

# Introduction

A l'aide des dispositifs expérimentaux présentés au chapitre précédent, des campagnes de mesure de résistance électrique de contact sont menées. L'objectif de ce chapitre est de démontrer leur utilité pour améliorer la compréhension de la physique des microcontacts.

L'utilisation de la balance de précision permet d'obtenir rapidement des résultats expérimentaux, tout en faisant varier facilement les principaux paramètres de test que sont la force de contact, l'intensité du courant imposé ou encore le matériau de contact. Le contact considéré est de taille macroscopique (rayon de courbure des barreaux : 3,5 mm), avec des forces de l'ordre du Newton, même si l'application de quelques dizaines de mN est possible. Cela a d'ailleurs révélé l'importance toute particulière que revêt alors la rugosité des surfaces en contact, celle-ci étant d'autant plus grande que la charge est faible.

Le nanoindenteur sert ensuite pour examiner le comportement des contacts dans la gamme de force inférieure (100 – 1000  $\mu\text{N}$ ), sur des dimensions réduites (rayon de courbure des bumps : 25  $\mu\text{m}$ ), ainsi que par rapport au temps. La procédure d'essai permet également d'étudier l'adhésion à travers les forces de séparation. Enfin, les effets des ouvertures et fermetures successives sur l'adhésion et la résistance électrique sont analysés. Notons tout de même que, suite à des problèmes d'approvisionnement en échantillons, seul le contact Au / Au est considéré en détail pour cette expérience. Mais comme son inconvénient majeur (tenue limitée en cyclage) est peu pertinent en ce qui concerne le contact quasi-statique, il constitue sans doute le meilleur choix pour étudier la physique du contact électrique. Sa facilité de dépôt et sa faible propension à la formation d'oxyde constituent en effets des avantages indéniables pour l'élaboration de l'expérience. En outre, la ductilité de l'or amplifie les effets de certains phénomènes comme les forces d'adhésion ou le fluage, dont les manifestations sont alors plus visibles.

Mais d'abord, l'algorithme de traitement d'images AFM est exécuté sur les profils surfaciques des échantillons utilisés dans les expériences. Les données obtenues sont ensuite utilisées pour expliquer qualitativement certains résultats, avant d'être intégrés aux modèles présentés dans le chapitre suivant.

# I Caractérisation de la rugosité des échantillons utilisés

---

## Introduction

Dans cette section sont présentés les résultats de caractérisation de la rugosité des différents échantillons utilisés au cours des expériences (chapitre 2 – 1.3, p. 75). Cela consiste d'abord pour chacun d'entre eux en une mesure de la topographie 3D par AFM sur une fenêtre d'observation de quelques microns de côté. Celle-ci est ensuite analysée par l'algorithme décrit dans le chapitre précédent (chapitre 2 – 5, p. 103) pour identifier les aspérités présentes (positions, hauteur et rayon de courbure). Finalement, les distributions statistiques gaussiennes des hauteurs de sommets et de rayon de courbure sont calculées de manière à minimiser l'erreur (choix du nombre de classes des histogrammes). Pour cette dernière étape, seules les aspérités comportant plus de 20 pixels sont prises en compte.

Toutes les mesures AFM présentées ici ont été réalisées en mode contact. Elles sont représentées par des images de 512\*512 pixels en niveau de gris. Ces images sont comparées au résultat de l'identification par analyse d'image. Les paramètres de cette dernière (Tableau 9) sont identiques pour tous les échantillons, étant donné que les surfaces à analyser sont très proches en terme de rugosité. Enfin, seuls les deux premiers histogrammes de répartition des hauteurs des aspérités et de leurs rayons de courbure seront représentés, l'intérêt se portant surtout sur les paramètres des distributions correspondantes. À ce propos, il pourra être noté que la répartition des rayons de courbure ne suit pas rigoureusement une loi gaussienne et que seul le rayon de courbure moyen sera retenu dans la suite pour la modélisation statistique du contact, comme justifié au chapitre suivant.

---

## I.2 Barreau cylindrique — Au

La comparaison des images AFM (Figure 70) et MEB (Figure 71) met en évidence une topographie de surface caractéristique de sa microstructure, vraisemblablement en raison de la croissance de grains. Les aspérités sont clairement visibles et bien définies. Elles présentent une hauteur typique de 6 nm et un diamètre à la base de 100 nm.



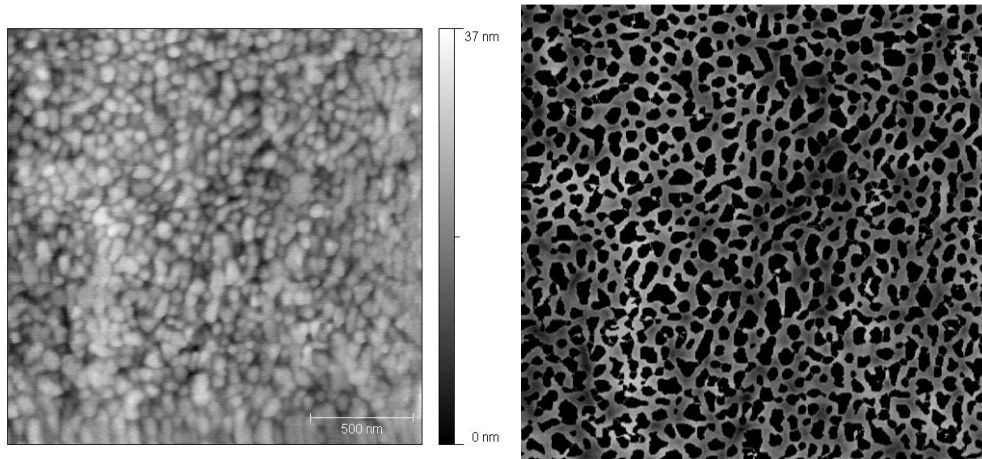


Figure 70 (a) Image AFM ( $2,1 \times 2,1 \mu\text{m}$ ) de la surface d'un barreau cylindrique recouvert de  $1 \mu\text{m}$  d'or. (b) Identification des aspérités correspondantes. Les 50 premières lignes inférieures et les 30 de l'extrémité droite ne sont pas prises en compte dans l'analyse. 842 objets sont détectés soit une densité d'aspérités de  $224 \mu\text{m}^{-2}$ .

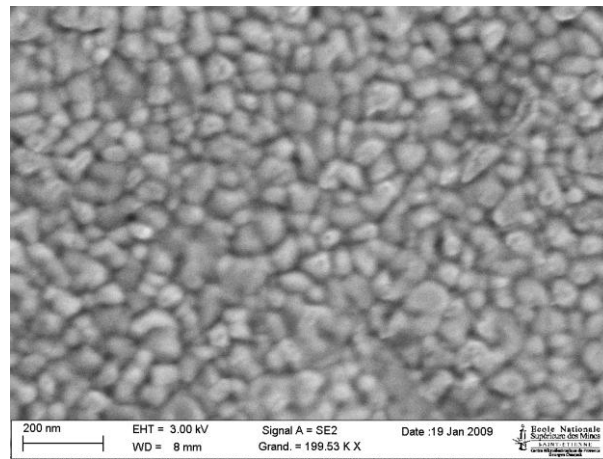


Figure 71 Image MEB de la surface du barreau cylindrique d'or.

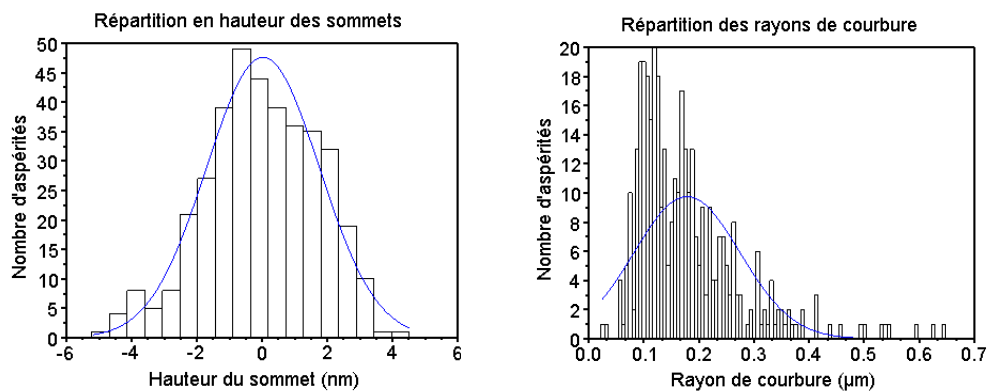


Figure 72 Histogrammes de répartition des hauteurs des aspérités (a) et de leurs rayons de courbure (b).

La distribution gaussienne des hauteurs des aspérités présente un écart-type de 1,73 nm. Celle des rayons de courbure, bien que non adaptée, 96 nm. On retiendra surtout le rayon de courbure moyen : 178 nm.

### I.3 Barreau cylindrique — Au \ Ru 20 nm

À partir de l'analyse de l'image présentée Figure 73, l'écart-type obtenu pour la distribution gaussienne des hauteurs est de 1,53 nm. Le rayon de courbure moyen vaut 339 nm pour un écart-type de 118 nm.

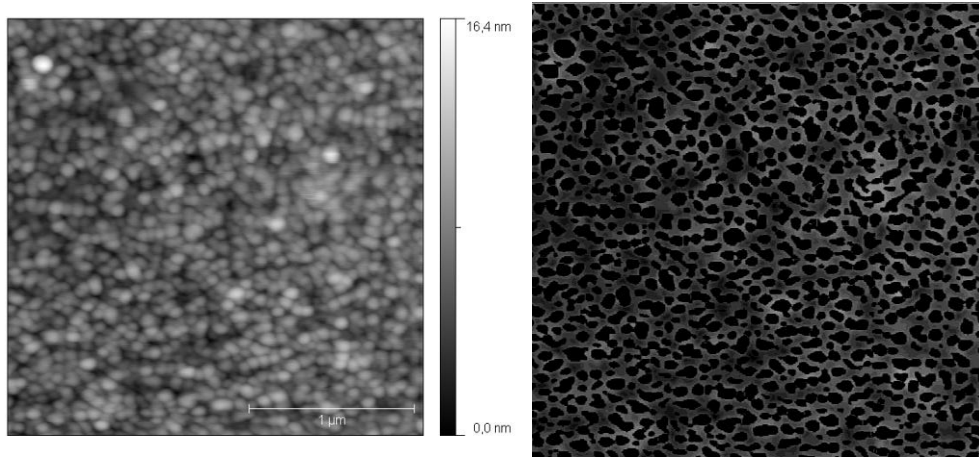


Figure 73 (a) Image AFM ( $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}$ ) de la surface d'un barreau cylindrique recouvert de  $1 \mu\text{m}$  d'or et de 20 nm de ruthénium. (b) 1003 aspérités sont identifiées soit une densité de 160 aspérités par  $\mu\text{m}^2$ .

### I.4 Barreau cylindrique — Au \ Ru 100 nm

Les résultats obtenus pour un dépôt de ruthénium plus épais (Figure 74) restent sensiblement les mêmes. La distribution des hauteurs des sommets présente un écart-type de 1,57 nm. 111 nm pour celle des rayons de courbure, centrée sur 306 nm.

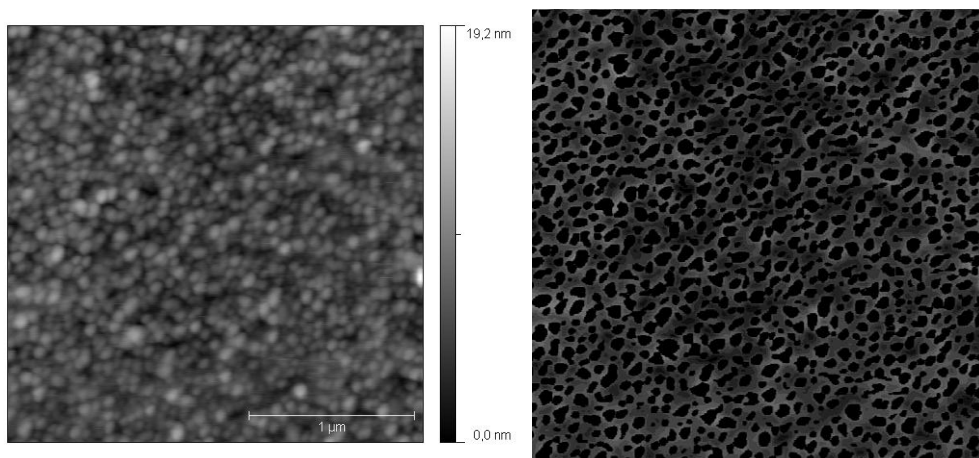


Figure 74 (a) Image AFM ( $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}$ ) de la surface d'un barreau cylindrique recouvert de  $1 \mu\text{m}$  d'or et de 100 nm de ruthénium. (b) 1052 aspérités sont identifiées soit une densité de 168 aspérités par  $\mu\text{m}^2$ .

## 1.5 Barreau cylindrique — Au \ Rh

La métallisation de ce barreau cylindrique a été réalisée par un autre fournisseur, d'où l'écart sensible des résultats par rapport aux précédents : les aspérités apparaissent en effet plus petites (Figure 75). L'écart-type de la distribution en hauteur des sommets est ici de 2,39 nm et le rayon de courbure moyen est à 38 nm pour un écart-type de 16 nm.

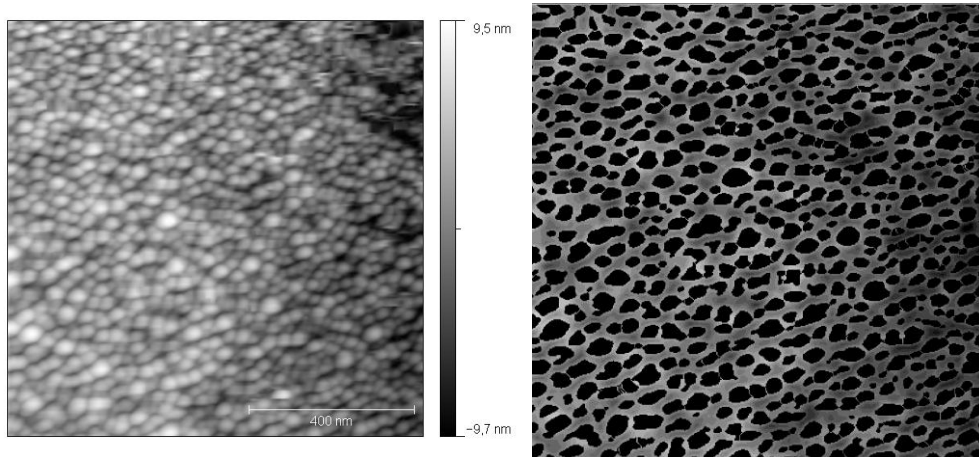


Figure 75 (a) Image AFM ( $1 \times 1 \mu\text{m}$ ) de la surface d'un barreau cylindrique recouvert de 500 nm d'or et de rhodium. (b) 654 aspérités sont identifiées sur l'image ôtée des 90 premières lignes du haut et de droite, soit une densité de 962 aspérités par  $\mu\text{m}^2$ .

## 1.6 Barreau cylindrique — Au \ Ru

Ce barreau et le suivant proviennent d'un même lot et se distinguent des précédents par leurs plans moyens qui justement n'apparaissent pas plans. L'écart-type de la distribution en hauteur des sommets est de 2,82 nm et le rayon de courbure moyen vaut 228 nm pour un écart-type de 114 nm.

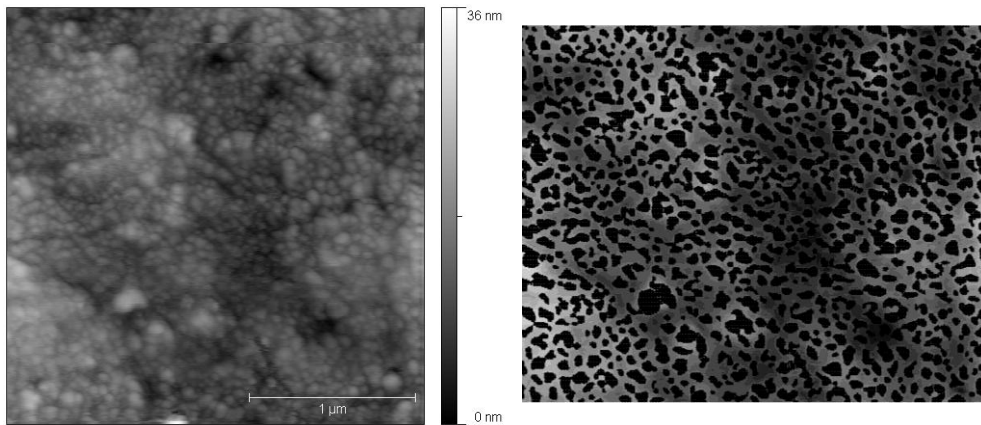


Figure 76 (a) Image AFM ( $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}$ ) de la surface d'un barreau cylindrique recouvert de 500 nm d'or et de ruthénium. (b) Identification des aspérités sur l'image réduite des 50 lignes inférieures et 100 supérieures. 916 objets sont recensés, équivalent à une densité d'aspérités de  $207 \mu\text{m}^{-2}$ .

## 1.7 Barreau cylindrique — Au \ AuNi

Le caractère très bruité de l'image AFM de la Figure 77 impose ici un premier filtrage gaussien en 10 passes (au lieu de 4). D'où une perte de netteté sur les contours qui se solde par une identification non optimale des aspérités. Les résultats obtenus donnent un écart-type pour les hauteurs de 2,26 nm et de 105 nm pour les rayons de courbure, avec pour ces derniers une moyenne de 189 nm.

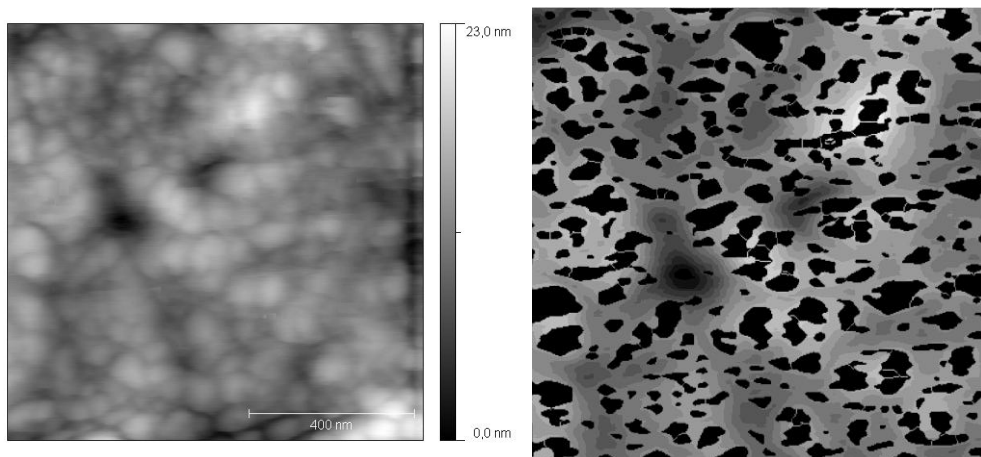


Figure 77 (a) Image AFM ( $1 \times 1 \mu\text{m}$ ) de la surface d'un barreau cylindrique recouvert de 500 nm d'or et d'un alliage or — nickel (5 %). (b) Identification des aspérités sur l'image diminuée de 100 lignes à droite et 100 lignes en bas. Il y a 297 aspérités identifiées soit une densité de 459 aspérités par  $\mu\text{m}^2$ .

---

## 1.8 Barrette — Au

La surface d'une des dernières barrettes Au ayant servi au nanoindenteur est représentée Figure 78. Le substrat (silicium, plan) est ici bien différent de celui des échantillons précédents (silice, courbe) et la forme des aspérités ne semble plus sphérique. Ainsi, cet échantillon ne semble pas constituer un bon candidat à l'algorithme d'analyse d'image qui d'une part cherche à identifier des formes convexes et d'autre part calcule les rayons de courbure en approchant les aspérités par des paraboloides. Toujours est-il que l'écart-type de la distribution en hauteur des sommets est ici de 0,74 nm et le rayon de courbure moyen est de 506 nm pour un écart-type de 154 nm.

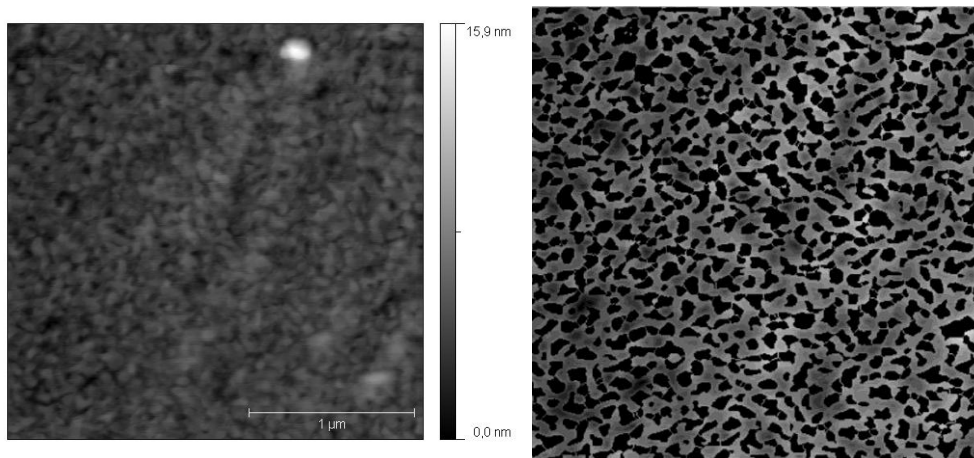


Figure 78 (a) Image AFM ( $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}$ ) de la surface d'une barrette recouverte de 500 nm d'or. (b) Identification des aspérités sur l'image diminuée de 100 lignes à droite et 100 en haut. Il y a 761 aspérités identifiées soit une densité de 188 aspérités par  $\mu\text{m}^2$ .

---

## 1.9 Conclusion

Cette section a permis de présenter les échantillons utilisés du point de vue de la rugosité. Cette dernière dépend fortement du lot d'échantillons en particulier à cause de la pluralité des méthodes de dépôt. Les résultats obtenus sont synthétisés dans le Tableau 10.

<b>Échantillons</b>	<b><math>\eta</math> (<math>\mu\text{m}^{-2}</math>)</b>	<b><math>\sigma_s</math> (nm)</b>	<b>R (nm)</b>
Barreau cylindrique — Au	224	1,73	178
Barreau cylindrique — Au \ Ru 20 nm	160	1,53	339
Barreau cylindrique — Au \ Ru 100 nm	168	1,57	306
Barreau cylindrique — Au \ Rh	962	2,39	38
Barreau cylindrique — Au \ Ru	207	2,82	228
Barreau cylindrique — Au \ AuNi	459	2,26	105
Barrette — Au	188	0,74	506

*Tableau 10 Récapitulatif des principaux paramètres de rugosité mesurés : densité d'aspérités ( $\eta$ ), écart-type de la distribution gaussienne des hauteurs des sommets ( $\sigma_s$ ) et rayon de courbure moyen des aspérités (R).*

## 2 Résultats des mesures de résistance électrique de contact obtenues avec la balance de précision

---

### 2.1 Plan d'expérience

La balance de précision est le dispositif présenté (chapitre 2 – 2, p. 83) qui permet de réaliser un contact à l'échelle macroscopique entre deux barreaux cylindriques croisés et recouverts du matériau à tester. La résistance électrique de contact est mesurée en fonction de la charge appliquée et de l'intensité délivrée. L'objectif de cette section consiste à présenter et à analyser les résultats obtenus pour les différents matériaux exposés précédemment (chapitres 2 – 1 et 3 – 1).

Pour rappel, les forces accessibles à la balance vont de 5 mN à 4 N. Les forces appliquées se situent donc entre ces bornes. Or, les campagnes de mesures ont été effectuées à des périodes distinctes, avec des contraintes de temps différentes. C'est pourquoi, bien que le protocole de mesure reste identique pour tous les essais (chapitre 2 – 4, p. 98), les échantillons n'ont pas pu tous être testés avec le même plan d'expérience. Le bilan des forces et des intensités de courant appliquées pour chaque couple de matériau est dressé Tableau 11.

$I$ (mA) $F$ (mN)	1	5	10	20	40	100	300	600	1000	2000
5		Au	Au	Au	Au	Au				
10	Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi
50	Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi
100	Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi	Rh Ru AuNi
250		Ru20 Ru100	Ru20 Ru100	Ru20 Ru100	Ru20 Ru100	Ru20 Ru100	Ru20 Ru100			
500	Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru20 Ru100 Rh Ru AuNi	Au Ru AuNi	Au Rh Ru AuNi
1000		Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Rh
1500		Au	Au	Au	Au	Au	Au	Au	Au	Au
2000	Ru AuNi	Au Ru AuNi	Au Ru AuNi	Au Ru AuNi	Au Ru AuNi	Au Ru AuNi	Au Ru AuNi	Au Ru AuNi	Au Ru AuNi	Au Ru AuNi
4000		Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh	Au Ru20 Ru100 Rh

Tableau 11 Récapitulatif des combinaisons force appliquée – intensité imposées pour les 6 couples d'échantillons (de matériau identique). Pour plus de lisibilité, seule la couche surfacique est indiquée.

## 2.2 Présentation et analyse des résultats

En premier lieu, les résultats obtenus avec la balance de précision sont présentés en fonction de la force appliquée. Ceux correspondant à l'or, en tant que matériau de référence, sont d'abord analysés avant d'être comparés aux autres matériaux de contact. Dans un second temps, quelques observations relatives à l'évolution de la résistance de contact en fonction de l'intensité imposée sont réalisées.



## 2.2.1 Influence de la charge appliquée

La Figure 79 représente l'évolution de la résistance du contact Au / Au en fonction de la force appliquée pour 10 mA. Une décroissance de la résistance de contact avec la force appliquée est observée avec des valeurs allant de 76 mΩ sous 5 mN à 30 mΩ sous 4 N.

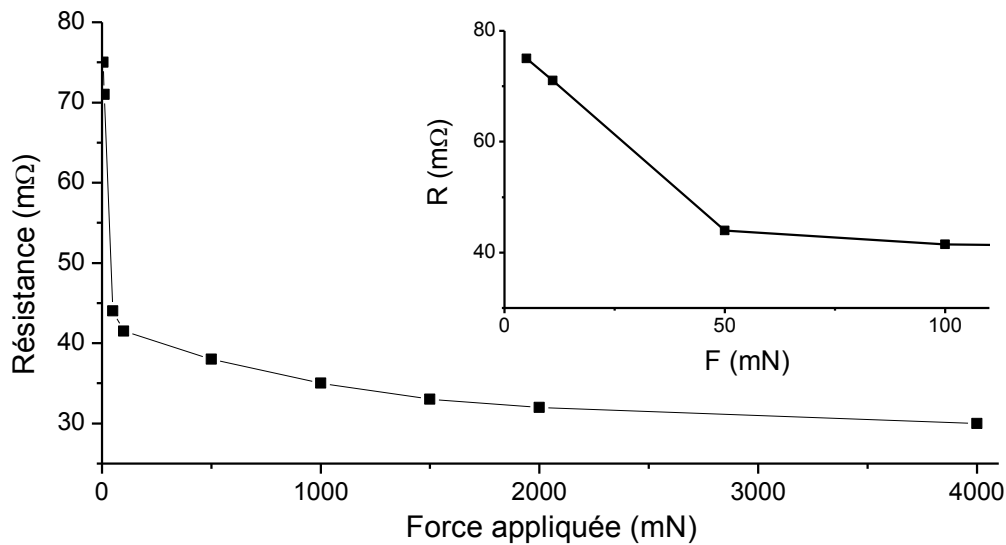


Figure 79 Évolution de la résistance du contact Au/Au en fonction de la force appliquée pour 10 mA. L'encart correspond à un agrandissement de la courbe aux faibles forces.

En première approche, ces résultats sont conformes au comportement attendu : plus la force appliquée est importante, plus l'aire de contact s'agrandit et par conséquent, plus la résistance diminue. Néanmoins, aux forces les plus faibles (en dessous de 100 mN), la décroissance est beaucoup plus marquée. La rugosité du film n'y est sans doute pas étrangère, la déformation des aspérités n'étant plus négligeable devant celle du barreau. Le paramètre  $\alpha$  introduit (chapitre 1 – 3.3.1, p. 41) par l'équation (1.16) permet de déterminer l'influence de la rugosité. Exprimé en fonction de la force de contact grâce à l'équation (1.3), il devient :

$$\alpha = \sigma_s \left( \frac{4}{3} E' R^{1/2} \right)^{2/3} F^{-2/3} \quad (3.1)$$

Pour les faibles valeurs de  $\alpha$  (inférieures à 0,05), comme c'est le cas ici, la déformation des aspérités est faible comparée à la déformation volumique. La théorie de Hertz est alors applicable pour prédire l'aire de contact apparente en fonction de la force appliquée. En première approximation, l'utilisation de (1.3) pour cette géométrie de barreau avec des forces allant de 5 mN à 4 N, indique que le rayon du contact apparent varie de 7  $\mu\text{m}$  à 70  $\mu\text{m}$ . Dans ces conditions, l'épaisseur du film conducteur  $t$  est bien inférieure au rayon de la zone de contact  $a_e$ . La formule de Maxwell (1.28), faisant l'hypothèse d'une constriction longue, est donc inapplicable ici. Néanmoins, d'après Holm (Holm, 1967), il subsiste tout de même dans ce cas une dépendance en  $1/a_e$  de la résistance de contact. En effet, le courant passe prin-

cipelement aux bords du contact, dans une couronne de largeur  $d \approx t$  comme illustré Figure 80 (Allen et al., 1991).

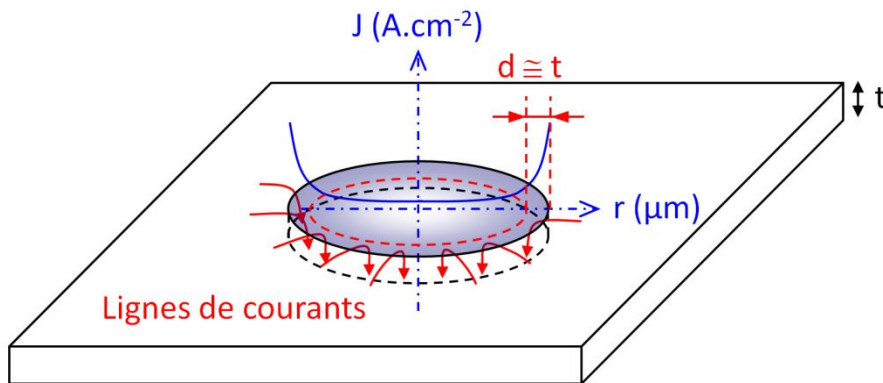


Figure 80 Courbure des lignes de courant en périphérie du contact électrique.

Si la conductivité linéique équivalente de cette couronne  $\sigma_{in}$  est constante, alors la conductivité du contact sera, en première approximation, proportionnelle au rayon du contact  $a_e$ . Ainsi, en considérant la théorie de Hertz, la résistance électrique dépend de la force suivant une loi de puissance en exposant  $-1/3$ , comme dans le cas du contact électrique entre matériaux massifs. Pour vérifier ces considérations, la résistance mesurée est tracée en fonction de  $F^{-1/3}$  sur la Figure 81.

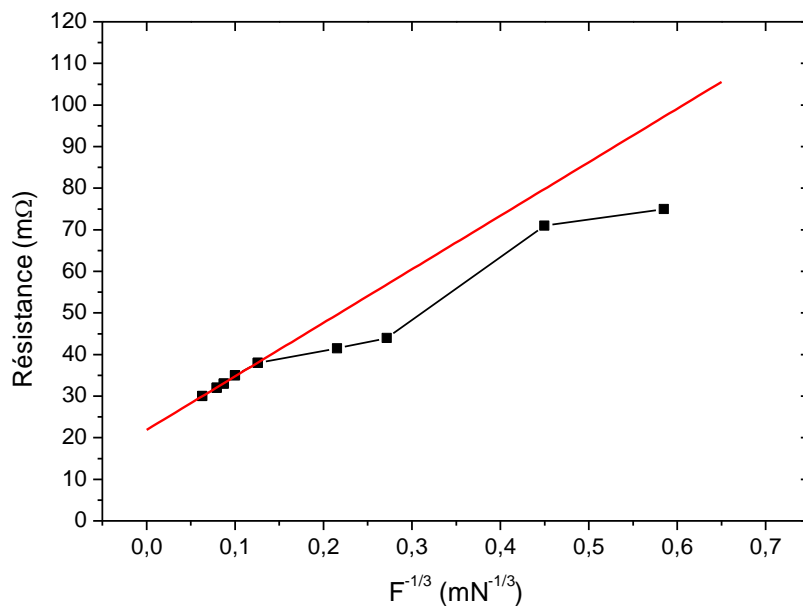


Figure 81 Évolution de la résistance de contact en fonction de la force appliquée en puissance  $-1/3$ . La proportionnalité à fortes forces entre  $R_c$  et  $F^{-1/3}$  est mise en évidence par une droite.

La proportionnalité est effectivement obtenue, mais seulement aux fortes forces, de 500 mN à 4 N. L'ordonnée non nulle à l'origine provient des contributions résistives dues au film mince (Figure 25). Aux faibles forces, la densité des spots de contact en pourtour de l'aire apparente de contact doit certainement dé-

croître de manière significative et de fait, modifier la dépendance en  $F^{-1/3}$ . Or, il n'existe pas de formule analytique simple pour modéliser ce phénomène. C'est pourquoi il devient nécessaire de développer un modèle tenant compte de la rugosité de surface, mais également de l'épaisseur du film mince conducteur. Ce sera l'objet du prochain chapitre.

La comparaison de ces résultats expérimentaux avec ceux obtenus pour les autres couples de matériaux (Au \ AuNi, Au \ Rh, Au \ Ru 20 nm, Au \ Ru 100 nm, Au \ Ru RMT) est présentée Figure 82.

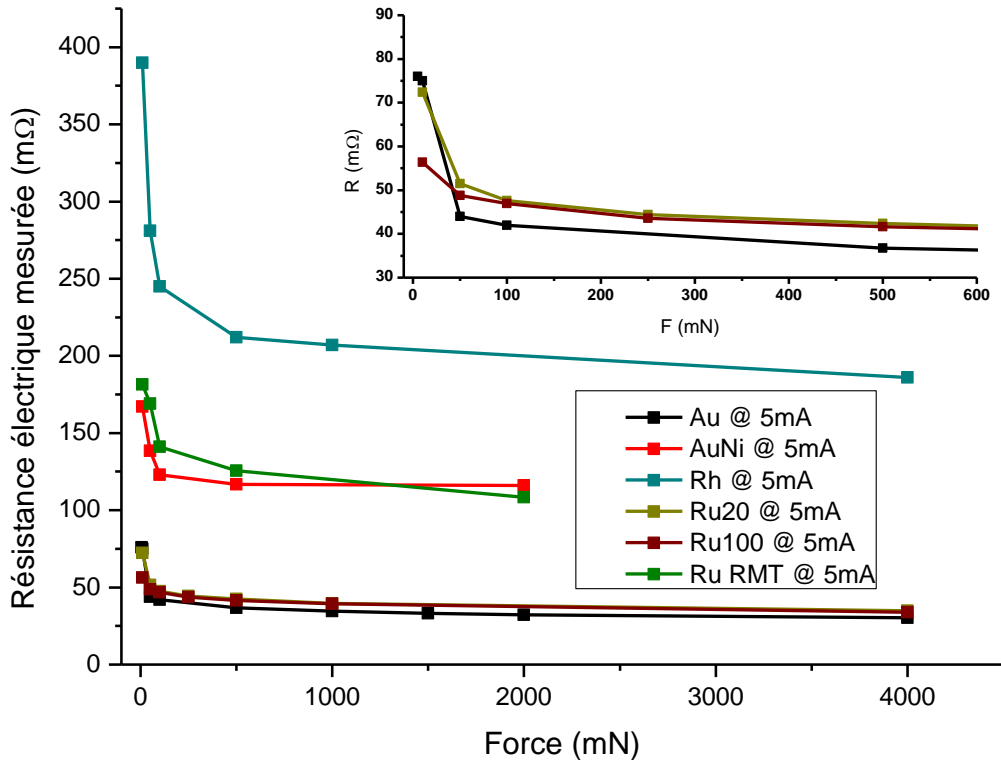


Figure 82 Évolution de la résistance électrique en fonction de la force appliquée sous 5 mA pour les différents couples de matériaux testés à la balance de précision. L'encart correspond à l'agrandissement des courbes Au, Au \ Ru 20 nm et Au \ Ru 100 nm aux faibles forces.

L'évolution de la résistance mesurée en fonction de la force appliquée suivent la même tendance pour tous les matériaux testés : les courbes ont sensiblement la même allure. Les remarques précédentes sont par conséquent toujours valables. Mais cette comparaison permet surtout de mettre en évidence l'influence primordiale du film mince. En effet, avec l'augmentation de la force appliquée, les valeurs mesurées tendent toutes vers la résistance de couche  $R_{\square}$  (à l'exception notable de Rh sur lequel on reviendra plus tard). Ce phénomène est particulièrement visible sur la Figure 83 où les courbes correspondent maintenant, pour chaque matériau de contact, au rapport des résistances électriques de contact mesurées sur la résistance de couche  $R_{\square}$  caractérisée expérimentalement (chapitre 2 – 1.4.1).

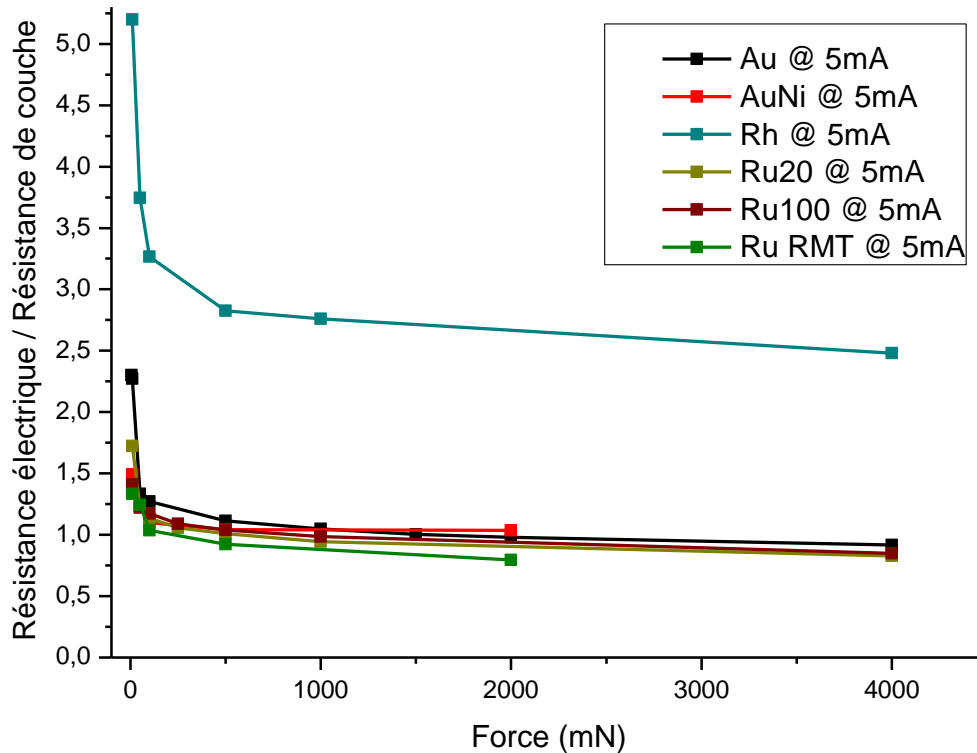


Figure 83 Rapports des résistances électriques de contact mesurées sur la résistance de couche  $R_{\square}$  du matériau correspondant et caractérisée expérimentalement en fonction de la force appliquée.

À partir des éléments présentés dans le premier chapitre (section 4.5), il apparaît ainsi que la résistance électrique de contact proprement dite (regroupant les termes de constriction et de resserrement des lignes de courant – « crowding »), devient négligeable aux fortes forces devant la résistance de propagation dans le plan du film mince (« spreading »), et ceci même en configuration de mesure 4 fils. Cette dernière constitue alors une valeur limite, souvent identifiée à tort comme étant due à une couche de contamination isolante.

Or il en est quand même question dans le cas du rhodium, dont la courbe se détache encore nettement sur la figure ci-dessus. Ce métal est d'ailleurs connu pour former facilement un oxyde, résultant en une résistance surfacique constante venant s'ajouter aux termes résistifs déjà identifiés (cf. chapitre 1 – 4.6, p. 57). D'après la Figure 83, celle-ci vaudrait alors  $1,5R_{\square}$  soit environ  $112 \text{ m}\Omega$ . Il apparaît ensuite que cet échantillon se distingue des autres par une plus grande densité d'aspérités. Leur influence est donc plus importante à faible force, d'où une décroissance plus marquée par rapport aux autres essais.

Les résultats des échantillons AuNi et Ru RMT, dont l'état était déplorable (rayures, éclats, etc.), restent somme toute assez semblables à ceux des courbes présentant les plus faibles valeurs de résistance mesurées (Au, Au \ Ru 20 nm, Au \ Ru 100 nm) et qui semblent constituer le comportement de référence. Ils présentent en effet tous trois des caractéristiques de rugosité très semblables et les résistances surfaciques mesurées (Tableau 6) sont très proches, d'où la grande similitude de comportement.

## 2.2.2 Influence du courant imposé

Afin d'observer le comportement du contact électrique en fonction de l'intensité de courant imposée, les résultats obtenus pour le contact Au / Au sont d'abord présentés Figure 84. Pour cette expérience, les essais à faibles forces (< 500 mN) n'ont volontairement pas été effectués aux fortes intensités (> 100 mA) afin de ne pas dépasser la tension de fusion estimée par Kohlrausch (chapitre 1 – 5).

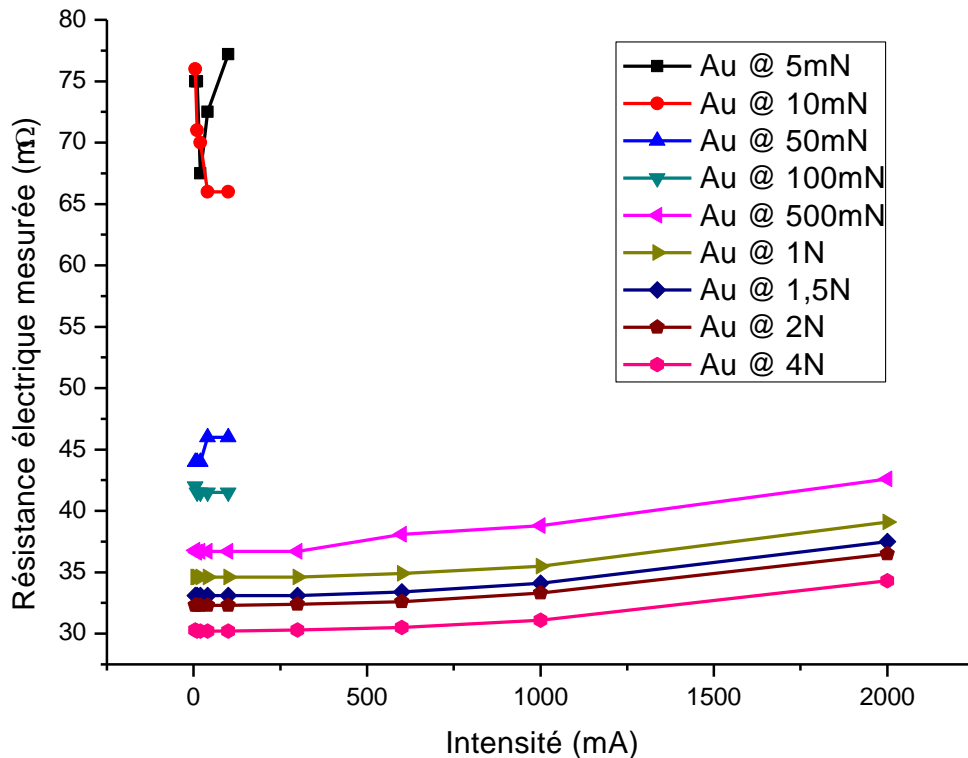


Figure 84 Évolution de la résistance électrique du contact Au / Au en fonction de l'intensité de courant imposée pour les différentes forces appliquées.

Deux tendances se distinguent ici : à faible force, l'évolution de la résistance est mal définie alors qu'à partir de 0,5 – 1 N, les courbes sont semblables et retranscrivent une augmentation de la résistance mesurée avec l'intensité imposée. Il s'agit justement des courbes correspondantes aux forces vérifiant la relation de proportionnalité entre la résistance mesurée et  $F^{-1/3}$  (Figure 81). En partant de cette hypothèse, et en supposant donc que la morphologie du contact reste identique quelque soit l'intensité, l'accroissement des valeurs s'explique assez facilement : l'élévation de température provoquée par l'augmentation de la densité de courant, résulte en une résistivité accrue du matériau de contact et donc de la résistance mesurée. D'autant plus lorsqu'elle est dominée par la résistance due à la propagation du courant dans le film mince, comme observé précédemment.

Aux faibles forces où la surface de contact réel est réduite, la densité de courant est beaucoup plus élevée et résulte en un échauffement important. D'où les valeurs de résistances observées, toujours dues à l'accroissement de la résistivité avec la température. Toutefois, une modélisation thermique poussée serait néces-

saire pour bien cerner le phénomène, car la relation de Kohlrausch présentée (chapitre 1 – 5, p. 61) s'applique seulement au cas du contact parfait. Il est ainsi probable qu'une analyse thermomécanique au niveau des aspérités puisse expliquer l'allure de ces courbes.

Il est tout de même possible de l'appliquer aux fortes forces (par exemple 2 N) pour la vérifier expérimentalement, moyennant quelques transformations expliquées ci-après. Parmi les hypothèses de Kohlrausch, il est considéré que pour un contact réalisé entre deux pièces d'un même matériau et traversé par un courant  $I_0$ , la répartition des lignes de courant et la densité de courant sont indépendantes des propriétés physiques du matériau (conductivité électrique et conductivité thermique). Autrement dit, si le contact réel est représenté par une résistance  $R_c$  correspondant à une mesure de tension  $V_c$ , il est possible d'imaginer le cas fictif d'une résistance de contact froide  $R_f$  n'évoluant ni avec la température et par conséquent ni avec le courant  $I_0$  la traversant (évidemment  $V_f \neq V_c$ ). Ce cas correspond à un matériau imaginaire possédant les propriétés de conductivité thermique et électrique de l'or à 294 °K (Féchant and Tixador, 2003). La densité de courant serait donc identique dans les deux cas, d'où :

$$\frac{-\overline{\text{grad}}(V_f)}{\rho_0} = \frac{-\overline{\text{grad}}(V_c)}{\rho(T)} \quad (3.2)$$

Soit, pour un contact symétrique ( $V = V_c/2$ ), en utilisant la relation fondamentale de Kohlrausch (1.45) le long d'une ligne de courant :

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{dV_f}{ds} = \frac{1}{\rho(T)} \frac{dV_c}{ds} = -\frac{\lambda(T)}{V(T)} dT \quad (3.3)$$

L'intégration entre la surface équipotentielle à température  $T_0$  sur laquelle est mesuré le potentiel de contact et l'interface du contact à la température maximale  $T_c$  donne en injectant l'équation (1.48) obtenue grâce à la loi de Wiedemann-Franz :

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{V_f}{2} = \frac{R_f I_0}{2\rho_0} = \lambda_0 \int_{T_0}^{T_c} \frac{1}{\sqrt{L(T_c^2 - T^2)}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{2L}} \text{ArcCos} \left( \frac{T_0}{T_c} \right) \quad (3.4)$$

En toute rigueur, la conductivité thermique  $\lambda$  varie avec la température, mais suffisamment peu dans le cas de l'or pour la considérer constante et égale à  $\lambda_0 = 318 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ .

La loi de Kohlrausch est ensuite réutilisée sous sa forme pratique pour éliminer l'inconnue  $T_c$  :

$$T_c = \sqrt{\frac{V_c^2}{4L} + T_0^2} \quad (3.5)$$

On obtient finalement une relation reliant la résistance à froid de la constriction avec le potentiel électrique mesuré expérimentalement à ses bornes lorsqu'elle est traversée par un courant d'intensité  $I_0$  :

$$R_f = \frac{\sqrt{2}\rho_0\lambda_0}{I_0\sqrt{L}} \text{ArcCos} \left( \frac{T_0}{\sqrt{\frac{V_c^2}{4L} + T_0^2}} \right) \quad (3.6)$$

Il suffit maintenant de calculer sa valeur à partir d'un couple expérimental ( $I_0$ ,  $V_c$ ), puis à partir de celle-ci, il devient possible de prédire la tension de contact (ainsi que la résistance par simple application de la loi d'Ohm) correspondante à une nouvelle valeur de  $I_0$ . Ainsi, l'évolution attendue de la résistance en fonction de la tension est représentée Figure 85. Elle est comparée à la courbe expérimentale du contact Au / Au à 2 N dont la valeur mesurée à 5 mA a servi à déterminer  $R_f$ .

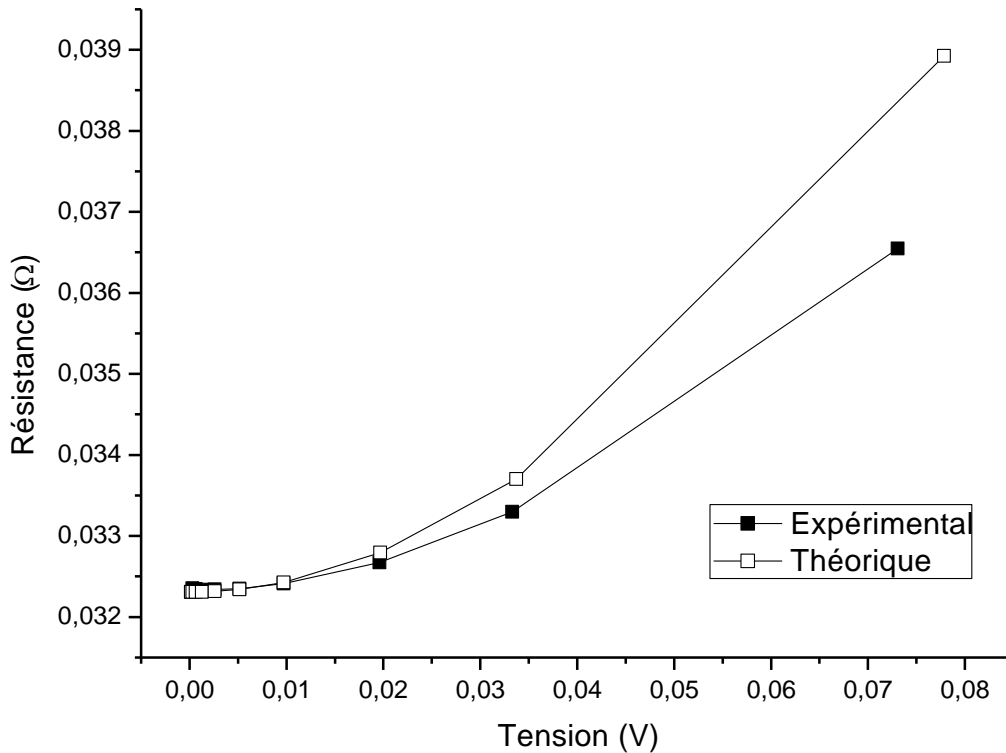


Figure 85 Évolution expérimentale et théorique de la résistance électrique du contact Au / Au en fonction de l'intensité imposée pour 2 N.

L'allure de la courbe théorique correspond relativement bien à celle de l'expérimentale aux faibles valeurs de tension. Cependant, avec l'augmentation du courant, la résistance réelle est plus faible que prévue. Ce phénomène a déjà été observé dans les micro-relais (chapitre 1 – 5, p. 61), mais pour des raisons différentes (transport balistique). Dans le cas présent, l'hypothèse suivante paraît plus adaptée : bien que le courant circule uniquement dans le film mince, des échanges thermiques sont réalisés avec le milieu extérieur, c'est-à-dire l'air, mais surtout la lentille qui constitue un puits thermique pour la chaleur générée au niveau du contact. Les lignes de courant électrique et thermique ne sont plus confondues et le problème ne rentre plus dans le cadre des hypothèses de Kohlrausch. C'est pourquoi la résistance mesurée reste inférieure aux valeurs prédites par le modèle.

L'effet de l'intensité pour les autres couples de matériaux est comparé Figure 86. Pour chacun d'entre eux, seul l'essai accompli à la plus forte force (4 ou 2 N) est représenté car, de la même manière que pour Au, l'évolution de la résistance mesurée avec l'intensité ne semble suivre aucune tendance à faible force. De plus, le trajet retour défini au chapitre 2 – 4.3 n'est pas tracé car il n'a pas été effec-

tué pour tous les essais. Toutefois il est important de préciser que les matériaux pour lesquels il a pu être réalisé, affichent tous un comportement réversible à partir de 500 mN.

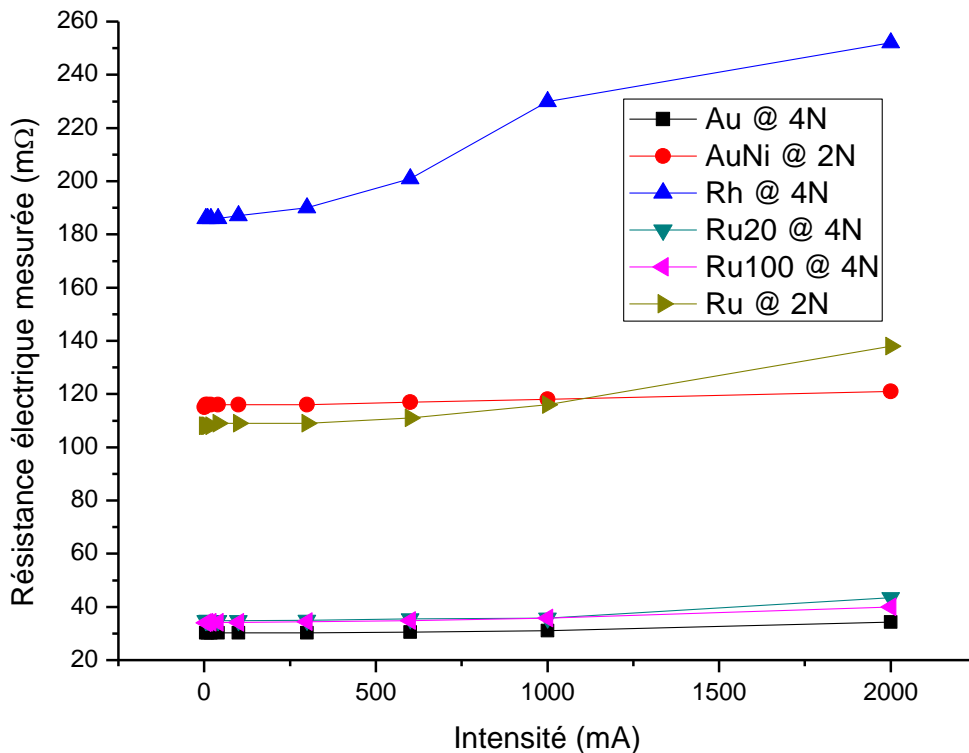


Figure 86 Évolution de la résistance électrique en fonction de l'intensité imposée pour les différents couples de matériaux testés à la balance de précision. La charge appliquée est de 4 N sauf pour les courbes AuNi et Ru (2 N).

Les remarques réalisées lors de la comparaison en fonction de la force restent ici valables car le point de départ de ces courbes est la valeur affichée Figure 82 pour la force considérée. Ainsi, les courbes Au, Au \ Ru 20 nm, Au \ Ru 100 nm restent très proches. La différence minimale provient de la résistance de couche  $R_{\square}$  plus élevée dans le cas du ruthénium. L'augmentation de résistance est aussi plus marquée pour le ruthénium de RMT, sans doute en raison de son épaisseur plus importante. Enfin, deux courbes ne sont pas conformes à l'allure attendue : les valeurs mesurées pour AuNi restent sensiblement constantes quel que soit le courant appliqué et la croissance marquée de la résistance du rhodium marque un temps d'arrêt à 4 N (ce phénomène est observé de 50 mN à 4 N et ne constitue donc pas un artefact de mesure).

L'explication de ces effets n'est pas immédiate et requerrait comme pour les faibles forces une modélisation thermique fine du contact. C'est pourquoi dans la majeure partie de ces travaux, et en particulier au chapitre suivant, seuls les résultats obtenus à faible intensité (entre 1 et 10 mA), où les effets thermiques peuvent être négligés, sont considérés.



# 3 Résultats des mesures de résistance électrique de contact obtenues au nanoindenteur instrumenté électriquement

---

## 3.1 Plan d'expérience

L'instrumentation électrique du nanoindenteur a été présentée au chapitre précédent (chapitre 2 – 3, p. 88). Grâce à l'emploi des véhicules de tests spécialement conçus, elle permet d'étudier la résistance électrique de microcontacts métalliques identiques à ceux des micro-relais. De nombreux essais ont été réalisés au cours de la thèse, mais seuls les derniers seront présentés ici, car ils représentent l'aboutissement de la mise au point de la méthode de mesure.

Les structures d'essais sont décrites (chapitre 2 – 1.3.2, p. 76). Celles-ci sont munies de 29 bumps hémisphériques recouverts de 500 nm d'or, avec un diamètre nominal de 15  $\mu\text{m}$  et une hauteur d'environ 1,2  $\mu\text{m}$ , correspondant à un rayon de courbure de 25  $\mu\text{m}$ . Avant de débiter les expériences, les échantillons sont observés au microscope optique pour sélectionner les bumps de contact. En fait, certains monticules (« hillocks ») sont formés pendant le dépôt métallique et peuvent se situer sur les bumps de contact. Ces derniers doivent être écartés. En pratique, un tiers à un quart d'entre eux sont concernés.

La configuration du contact et la mise en place du dispositif sont expliquées (chapitre 2 – 3.1.2, p. 90). Il est possible de faire varier plusieurs paramètres, mais l'étude présentée ici se focalise sur le temps et la force. Initialement, la procédure de test consistait à examiner seulement l'influence de la force sur  $R_c$  : la force était continuellement augmentée à une vitesse de charge constante pour atteindre la valeur cible, et ensuite diminuée de manière symétrique. Cependant, les valeurs de résistances mesurées ne correspondaient guère aux courbes de charge – décharge (Figure 87). Ceci indique que  $R_c$  est dominée par un autre phénomène, dépendant du temps. À mesure que la contrainte en compression est atténuée, l'aire de contact reste constante, suggérant soit une déformation de type visco-plastique, soit des effets d'adhésion. Cela révèle aussi que les résultats de la littérature qui présentent l'évolution de la résistance en fonction de la force, mais qui ne s'appuient que sur de simples tests de chargement, doivent être considérés avec prudence.

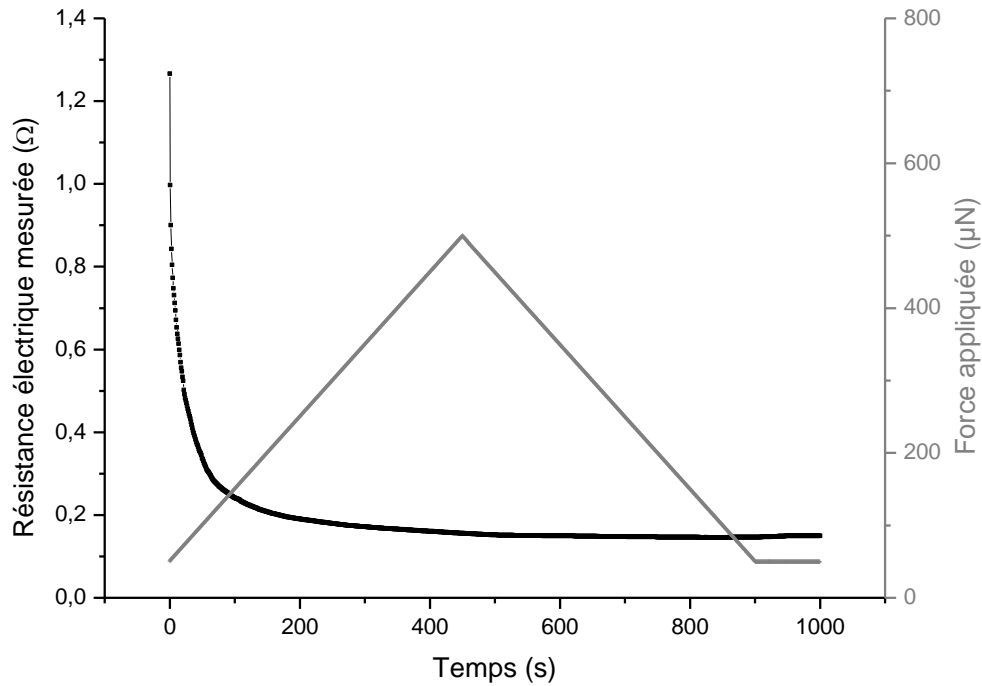


Figure 87 Exemple d'évolution de la résistance mesurée avec le temps pour un test de charge – décharge. La vitesse de chargement est constante ( $1 \mu\text{N}/\text{s}$ ) et la charge maximale est fixée à  $500 \mu\text{N}$ . Cette mesure provient de résultats obtenus avec de précédents échantillons revêtus d'un dépôt d'or différent.

Afin de prendre en compte l'influence du temps, la procédure de test actuelle consiste à réaliser des mesures sur une longue période (5000 s), sous une charge constante à une valeur de force maximale : de  $100 \mu\text{N}$  à  $1 \text{ mN}$ , pour couvrir la gamme de fonctionnement des micro-relais. La procédure de test complète est présentée (chapitre 2 – 3.2.1, p. 95) et la mesure électrique correspond à la description donnée (chapitre 2 – 4.2, p. 98) pour une fréquence d'acquisition des données de  $0,2 \text{ Hz}$  (Figure 52). L'intensité du courant est fixée à  $1 \text{ mA}$  pour éviter l'échauffement des contacts.

Dans cette étude, l'influence de la force de contact est observée à travers l'application de charges allant de  $100 \mu\text{N}$  à  $1 \text{ mN}$ . Chaque bump de contact subit soit seulement un test, soit plusieurs essais successifs ; ceci permettant d'étudier l'effet de quelques cycles. Les résultats présentés ci-après correspondent au plan d'expérience du Tableau 12.

Nombre d'essais successif par bump	Force maximale appliquée ( $\mu\text{N}$ )				
	100	300	500	700	1000
1	2	2	2	2	2
3	2	1	2	1*	2
10	0	0	1	0	0

Tableau 12 Plan d'expérience pour le nombre de bumps de contact à tester, en fonction de la force appliquée et de nombre de tests successifs.

Une fois tous les essais réalisés, les bumps de contact sont observés au microscope à balayage électronique afin d'observer d'éventuelles dégradations (transfert de matière, plastification...).

Enfin, pendant toute la campagne de mesure, un flux continu d'azote garantit une atmosphère sèche en vue de limiter l'humidité (et les forces adhésives de capillarité). L'atmosphère sèche est justifiée par la non-homogénéité des résultats précédents alors réalisés à l'air ambiant.

## 3.2 Présentation et analyse des résultats

### 3.2.1 Résistance électrique de contact

À titre d'exemple, la Figure 88 montre une courbe typique obtenue pour la résistance mesurée en fonction du temps sous une charge appliquée constante de  $1000 \mu\text{N}$ . Une décroissance relativement grande de la résistance sur une période de  $500 - 1000 \text{ s}$  est suivie d'un plateau de l'ordre de  $0,3 \Omega$ . Cette courbe souligne la relation entre  $R_c$  et le temps, bien décrite par une décroissance exponentielle :

$$R_c = R_0 + Ae^{-t/\tau} \quad (3.7)$$

où  $R_0$  est la valeur finale de résistance (asymptote),  $A$  l'amplitude de la décroissance et  $\tau$  la constante de temps (aussi appelée durée de vie moyenne).

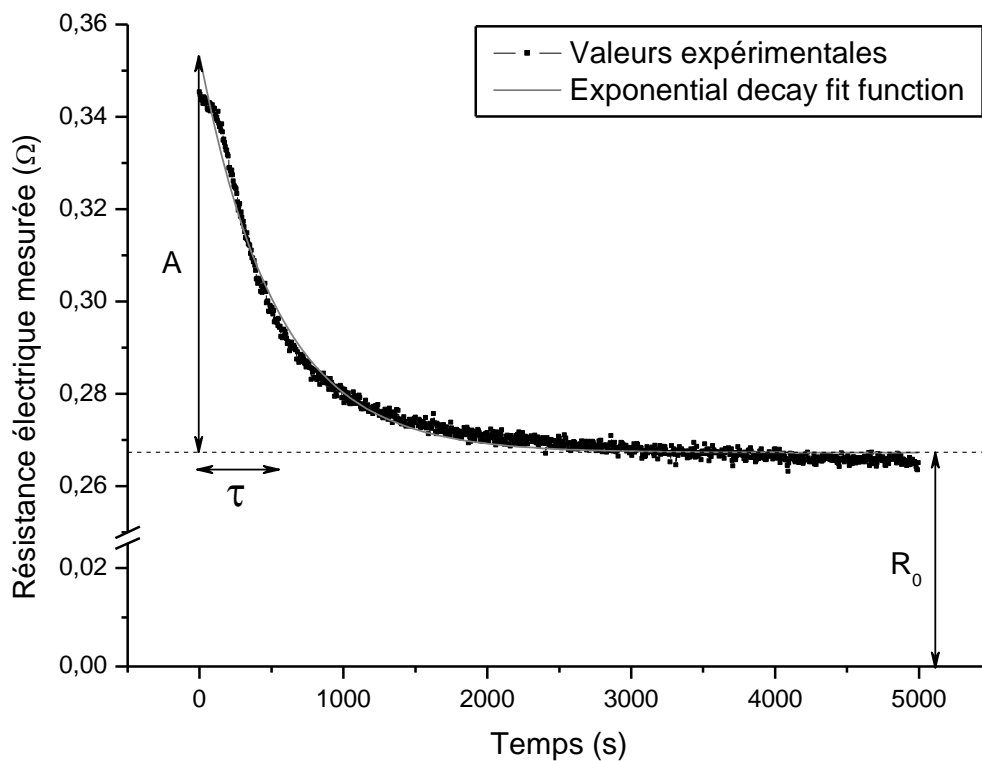
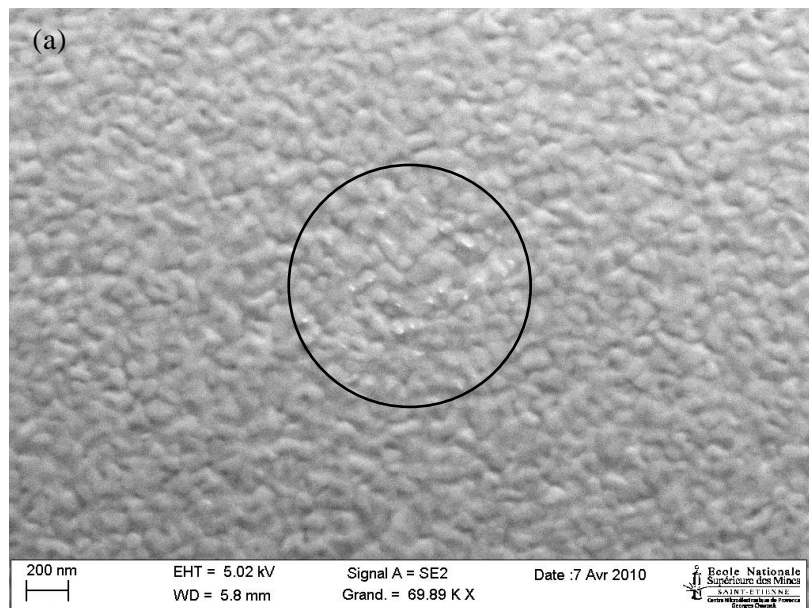
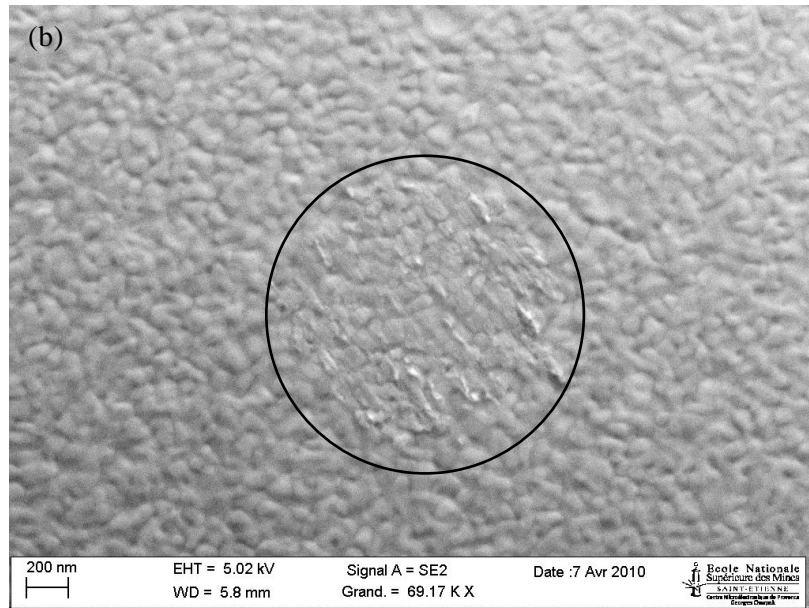


Figure 88 Exemple de dépendance de la résistance électrique mesurée vis-à-vis du temps pour une charge constante de  $1000 \mu\text{N}$ . Les trois paramètres ( $R_0$ ,  $A$  et  $\tau$ ) de la fonction exponentielle décroissante sont représentés.

Même si la littérature est abondante au sujet du fluage et de la résistance électrique de contact, il n'y a que très peu de publications qui établissent un lien entre les deux. Les études les plus probantes en ce qui concerne les microcontacts proviennent de l'université de Caroline du Nord (NCSU) : (Rezvanian et al., 2007, Rezvanian et al., 2008, Brown et al., 2009, Rezvanian and Zikry, 2009). Une loi en puissance (1.57) y a été proposée, mais, bien que très proche, elle ne correspond pas exactement à nos résultats expérimentaux. La loi exponentielle expérimentale (3.7) procure un ajustement plus fin par rapport à nos courbes (valeur de  $\chi^2$  réduit très inférieure à 1 et coefficient de corrélation  $R^2 > 0,95$ ) pour presque toutes les courbes de résistance en fonction du temps. Il y a pourtant quatre mesures à 100  $\mu\text{N}$  qui présentent quelques irrégularités dans l'évolution de  $R_c$  avec le temps, mais étant la force la plus faible appliquée, elle est de fait la plus sensible aux perturbations extérieures comme les vibrations.

La décroissance de  $R_c$  correspondrait au fluage des aspérités les plus élevées ayant pour conséquence un agrandissement de l'aire des spots de contact, d'où la diminution de la résistance (chapitre 1 – 4, p. 48). La contrainte est ensuite progressivement réduite alors que se créent simultanément de nouveaux points de contact, si bien qu'elle finit par se stabiliser globalement et la résistance atteint une valeur limite ( $R_0$ ) correspondant au plateau observé. La preuve de la déformation plastique est donnée par l'aplatissement visible des aspérités (Figure 89).





*Figure 89 Images MEB des bumps de contact ( $R = 25 \mu\text{m}$ ) après (a) un test à  $500 \mu\text{N}$  et (b) 10 tests successifs à  $500 \mu\text{N}$ . Le cercle noir entoure l'aire de contact résiduelle. La seconde image révèle un matage conséquent de la surface.*

En comparant les trois valeurs caractéristiques de l'évolution de  $R_c$  avec le temps (c.-à-d.  $R_0$ ,  $A$  et  $\tau$ ) comme fonctions de la charge appliquée (Figure 90, Figure 91 et Figure 92), il apparaît que l'effet de la force est minimal sur le microcontact rugueux. Cette observation est contraire à de nombreuses convictions car le plus souvent, les courbes résistance – force proviennent de phases de chargement du contact, si bien que c'est plus l'influence du temps qui est mesurée que celle de la force. Le seul effet visible est une très légère diminution de la résistance stationnaire  $R_0$  avec l'augmentation de la force (Figure 90) : elle passe de  $0,35 \Omega$  sous  $100 \mu\text{N}$  à  $0,25 \Omega$  sous  $1 \text{ mN}$ . Une régression linéaire qualitative de cette relation indique une dépendance de  $-0,09 \text{ m}\Omega/\mu\text{N}$ . Logiquement, appliquer une force plus élevée provoque l'augmentation de l'aire de contact et du nombre de points de contact, entraînant la diminution de  $R_c$ .

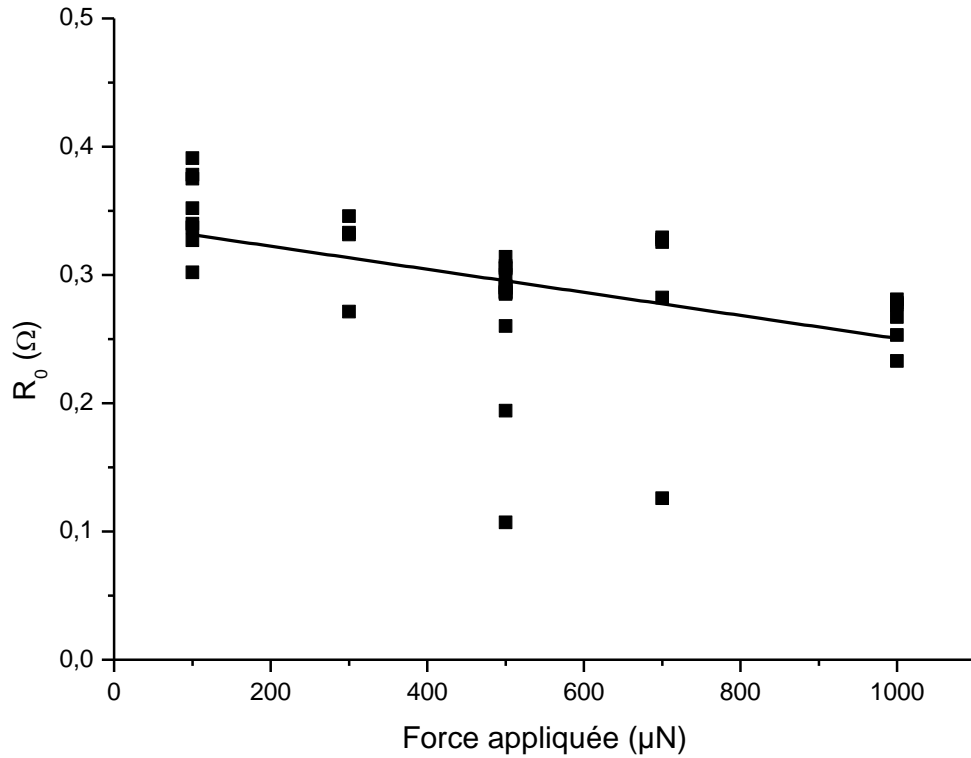


Figure 90 Valeurs finales des résistances électriques mesurées ( $R_0$ ) en fonction de la force appliquée. Les tests successifs sont inclus. Une régression linéaire des points donne une valeur de pente de  $-0.09 \text{ m}\Omega/\mu\text{N}$ .

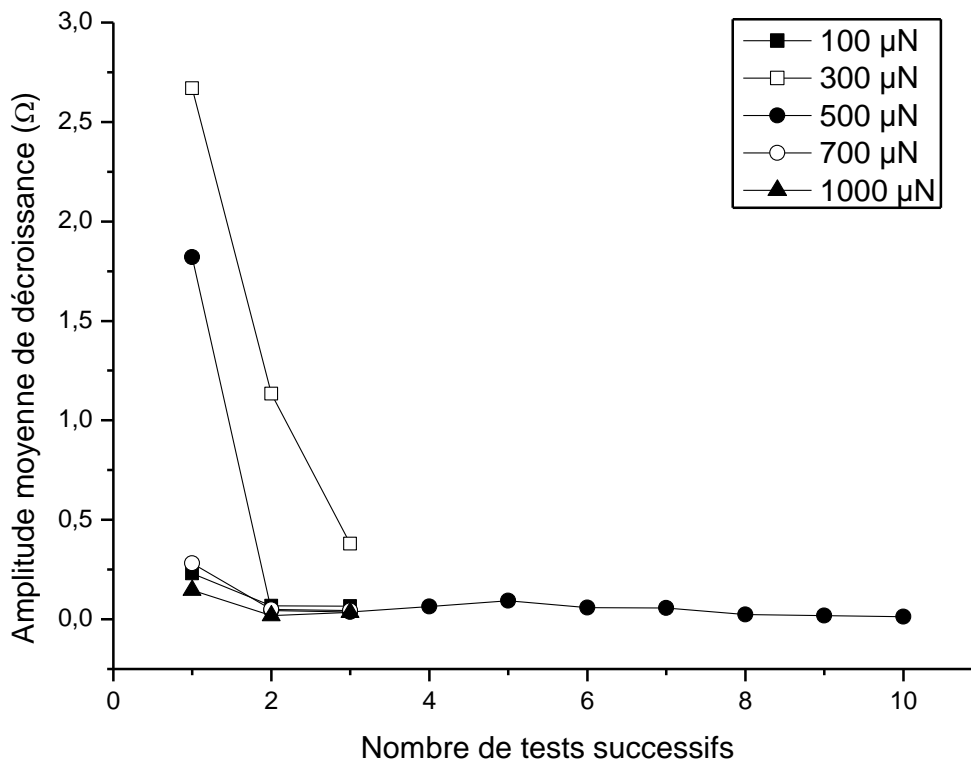


Figure 91 Amplitude moyenne de la décroissance ( $A$ ) de  $R_c$  en fonction du nombre de tests successifs sur un même bump de contact. Pour chaque force, les valeurs moyennes des tests de même numéro sont présentées.

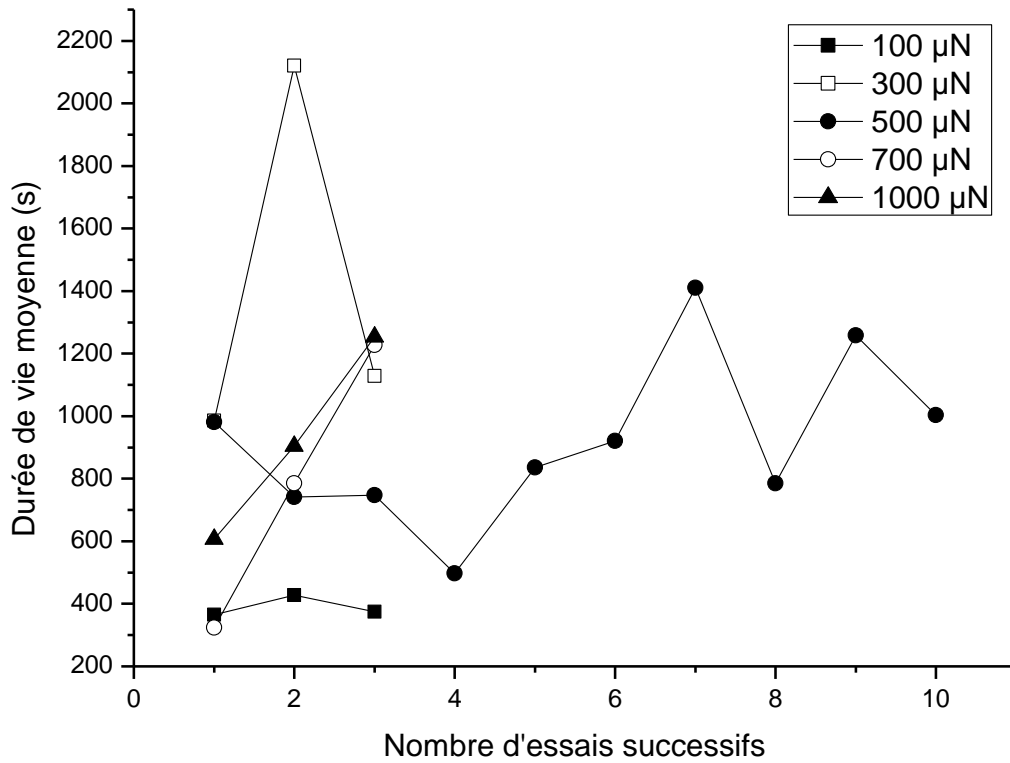


Figure 92 Constante de temps (durée de vie) moyenne ( $\tau$ ) en fonction du nombre de tests successifs sur un même bump de contact

Les images MEB (Figure 89) permettent d'observer ce phénomène. En considérant la surface de contact apparente résiduelle comme le plus petit disque contenant toutes les aspérités mattées observables, et ce, pour chaque bump, il est possible de les reporter en fonction de la force (Figure 93) afin d'obtenir un nuage de points. On superpose à ces données la meilleure droite correspondant à une loi de puissance en exposant  $1/3$  (déformation correspondant à une déformation élastique du bump suivant la théorie de Hertz (1.3)). En effet, à l'échelle microscopique, seules les aspérités sont sujettes au fluage et la déformation volumique, s'il y'en a, est supposée être élastique. La droite correspondant aux diamètres de contact prévus par la théorie de Hertz est aussi tracée pour comparaison. Ces derniers sont sensiblement inférieurs aux diamètres mesurés. En effet, comme il est précisé dans le premier chapitre (3.3.1, p. 41), lorsque l'influence de la rugosité est significative, la pression de contact est réduite en amplitude mais étalée sur une surface plus large.

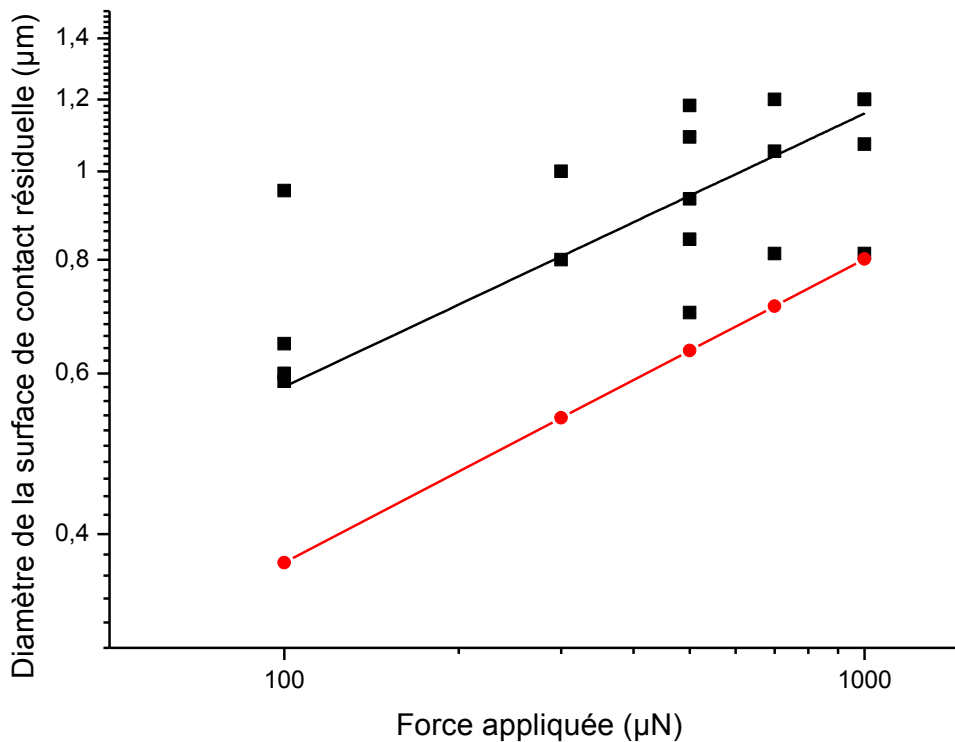


Figure 93 Diamètre des surfaces de contact résiduelles en fonction de la force appliquée. Les valeurs de diamètre correspondent à la distance maximale observée entre deux aspérités déformées sur les images MEB des bumps de contact (après un ou plusieurs tests successifs). Les données sont tracées sur une échelle logarithmique et approchées par une loi puissance en exposant 1/3. La droite correspondant aux diamètres de contact élastiques théoriques (Hertz) y est superposée, en rouge.

Cependant, aucune tendance ne peut être extraite de l'évolution de  $A$  ou  $\tau$  avec la force, prouvant que les effets de la force sont dominés par d'autres phénomènes. Ainsi, si la question du choix de la force de contact est soulevée lors de la conception d'un micro-relais, il faut prendre en compte le fait que le temps de contact peut être extrêmement faible (selon les applications) et que le rôle de la force n'intervient que sur les valeurs de résistance stabilisée  $R_0$ . Il n'y a donc pas lieu d'appliquer des forces importantes, surtout qu'en agissant de la sorte, l'adhésion s'en trouverait particulièrement accrue comme cela sera observé dans le paragraphe suivant.

L'examen des résultats obtenus pour des tests successifs sur un même bump de contact montre qu'il n'y pas de changement significatif de la valeur de  $R_0$  qui semble contrôlée par la force. Elle correspondrait en fait à la combinaison de la résistance de contact et d'autres contributions résistives du système, avec en particulier celle due à la propagation du courant dans le film mince. Ceci concorde bien avec le fait qu'elle soit affectée par l'épaisseur de film mince conducteur dans (Kwon et al., 2008a). Aucune conclusion ne peut être déduite de l'évolution de  $\tau$  avec le nombre de tests successifs à cause de la grande dispersion de données (Figure 92). Cependant, au fur et à mesure que le contact est répété, la valeur initiale de  $R_c$  ( $A + R_0$ ) est considérablement réduite. Elle reste néanmoins toujours lé-



gèrement supérieure à la dernière valeur du test précédent. Comme  $R_0$  est quasi constante, la Figure 91 est appropriée pour observer ce phénomène, qui peut être expliqué par l'élargissement de l'aire de contact (Figure 89). L'augmentation de celle-ci avec le nombre de contacts peut éventuellement indiquer du transfert de matière entre les électrodes, ce qui serait cohérent avec le mécanisme d'usure souvent observé dans les contacts en or, pouvant parfois aboutir à la défaillance par collage (chapitre 1 – 1.7, p. 21). Par analogie avec la loi de puissance établie dans (Rezvanian et al., 2008),  $A$  reflèterait la topographie initiale (plus la surface est rugueuse, plus la valeur de  $A$  est importante) alors que  $\tau$  dépendrait du matériau et des mécanismes de fluage. La première hypothèse est en accord avec nos observations tandis que la seconde nécessiterait une comparaison expérimentale avec un autre métal de contact pour être vérifiée.

### 3.2.2 Forces d'adhésion

---

Le fonctionnement du relais nécessite non seulement un contact stable, mais également une ouverture fiable (Schimkat, 1998). Des forces importantes, de l'ordre de plusieurs centaines de micronewtons, sont souvent nécessaires pour séparer les surfaces en contact (Kwon et al., 2008a, Patton and Zabinski, 2005b, Tonck and et al., 1991), reflétant une adhésion considérable. Ceci est couramment utilisé en microscopie à sonde locale (SPM – Scanning Probe Microscopy) pour étudier l'adhérence (mode spectroscopie) (Chen et al., 2008, Butt et al., 2005). Les forces de séparation peuvent être déterminées à partir des courbes force — déplacement fournies par le nanoindenteur (Figure 94). Par ailleurs, la rupture apparaît être fragile (« brittle ») de par le changement brusque des valeurs de raideur observé. Ce phénomène est présent pour chaque test, permettant ainsi une détermination aisée des forces de séparation. Cependant, même si cela reste peu probable, il pourrait aussi être dû aux paramètres PID du nanoindenteur, non conçu pour gérer des changements abrupts dans les efforts de traction.

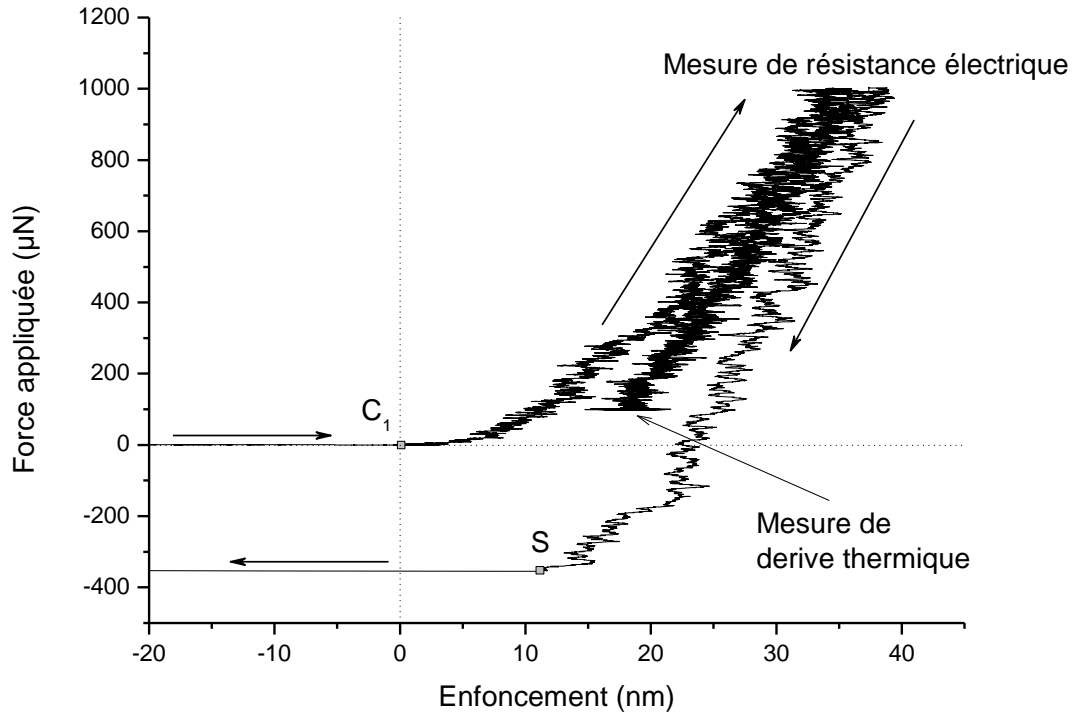


Figure 94 Courbe de force — déplacement pour un premier test à  $1000 \mu\text{N}$ . La charge sur l'échantillon (2.5) est représentée en fonction de l'enfoncement (2.6) après correction de la dérive thermique. Cependant cette dernière n'est pas parfaite. Ainsi, le déplacement observé pendant la mesure de  $R_c$  (ECR) n'est pas dû à la déformation des aspérités qui est supposée n'être que de l'ordre de quelques nanomètres (Gonzalez-Valadez and Dwyer-Joyce, 2009). La force de séparation correspond à la force négative la plus importante relevée. Elle coïncide à la charge appliquée prise à la séparation  $S$ , indiquée par la rupture de pente (raideur de contact) lors du dernier segment de décharge.

L'augmentation des forces de séparation avec la force appliquée a été précédemment démontrée (Chen et al., 2008, Jensen et al., 2005b). Elle est en effet observable sur la Figure 95. Comme mentionnée auparavant, l'application de forces plus importantes conduit à une plus grande déformation du contact, ce qui à son tour amplifie les forces de surface. Celles-ci peuvent même devenir comparables à celles appliquées : jusqu'à  $450 \mu\text{N}$  peuvent être nécessaires pour séparer un contact soumis à une force de  $1000 \mu\text{N}$ .

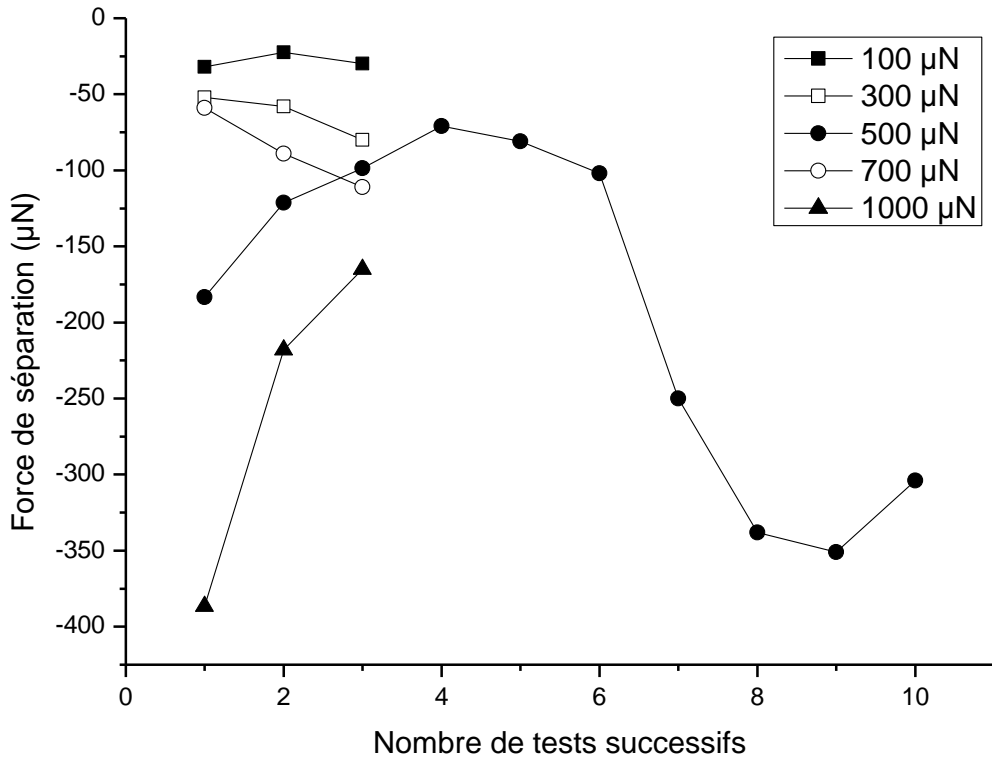


Figure 95 Force de séparation en fonction du nombre de tests successifs sur un même bump de contact. La moyenne des valeurs obtenues est représentée pour chaque force.

Il est maintenant bien reconnu que pour des contacts en or, propres, l'adhésion est accrue par cyclage mécanique, jusqu'à aboutir dans le pire des cas, au collage (Gregori and Clarke, 2006). Le mécanisme sous-jacent serait l'usure du contact : l'aire de contact réelle est alors agrandie de même que les forces de surface. Cette supposition n'est pourtant pas vérifiée dans nos expériences : bien que pour 300 et 700  $\mu\text{N}$ , les forces de séparations augmentent avec le nombre d'essais, elles restent stables pour 100  $\mu\text{N}$  et diminuent même pour 1 mN. Le cas particulier de dix tests successifs sur le même bump de contact pour 500  $\mu\text{N}$  présente même un comportement peu concluant. Pourtant, du transfert de matière est visible (Figure 89) et peut justifier de l'agrandissement de l'aire de contact.

Dans une certaine mesure, l'adhésion peut être liée au fluage: les forces de surface impliquent une contrainte supplémentaire sur les aspérités en contact, intensifiant ainsi le fluage et l'aplatissement partiel des aspérités qui à son tour amplifie les forces d'adhérence (chapitre 1 – 3.4, p. 43). Il est cependant difficile de calculer ces phénomènes quantitativement, d'autant plus que l'or est connu pour présenter une fine couche de contamination à sa surface (typiquement 20 – 40 Å d'épaisseur), qui peut réduire la résistance électrique, mais aussi prévenir l'adhérence (Hyman and Mehregany, 1999).

### 3.3 Résultats complémentaires

Les résultats suivants ont été obtenus avec d'autres échantillons (de même structure, mais de dépôt et de contamination sans doute différents). Ils ont servi à mettre au point le protocole expérimental, qui de fait n'est pas le même que celui présenté précédemment. Les mesures réalisées permettent tout de même d'apprécier les effets de paramètres non étudiés dans l'expérience précédente.

#### 3.3.1 Influence du courant imposé

L'effet du passage du courant est certain : il accentue le phénomène de décroissance temporelle de  $R_c$ , probablement par amplification du phénomène de fluage (chapitre 1 – 1.6.2, p. 65). Ainsi, le fait d'interrompre la mesure électrique ralentit (voir interrompt) la décroissance de  $R_c$  (Figure 96).

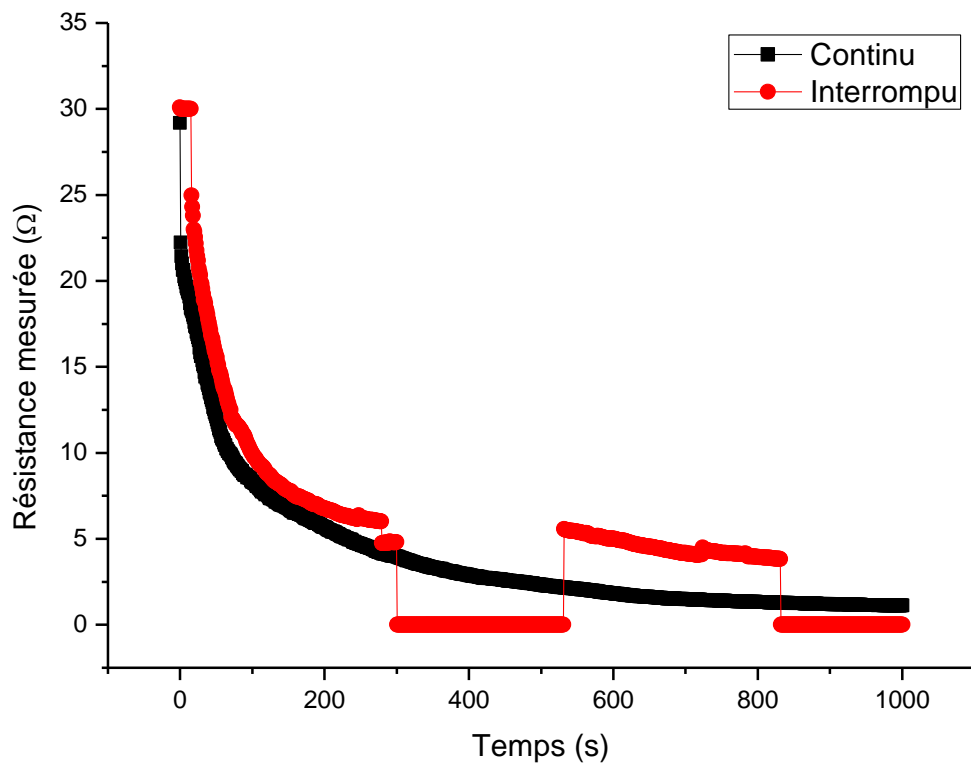


Figure 96 Mesures de  $R_c$  pour un contact Au/Au sur un palier de 1000 s à force constante ( $100 \mu\text{N}$ ) sous 10 mA. La première courbe (noire) correspond à une mesure continue ; la seconde à une mesure électrique interrompue pendant 230 s.

Le fluage étant thermiquement activé, il semble que l'échauffement du contact soit à l'origine de ce phénomène. Ainsi, l'application d'intensités de courant plus importantes devrait conduire à des résistances de contact plus faibles, en considérant l'augmentation de la surface de contact, comme il est effectivement constaté Figure 97.

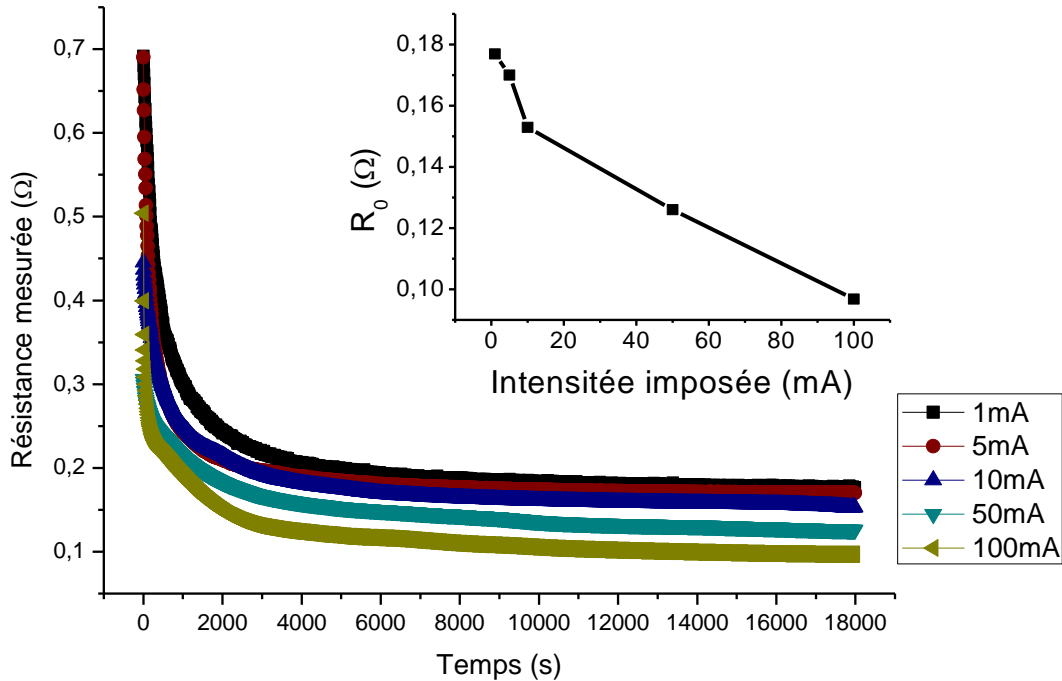


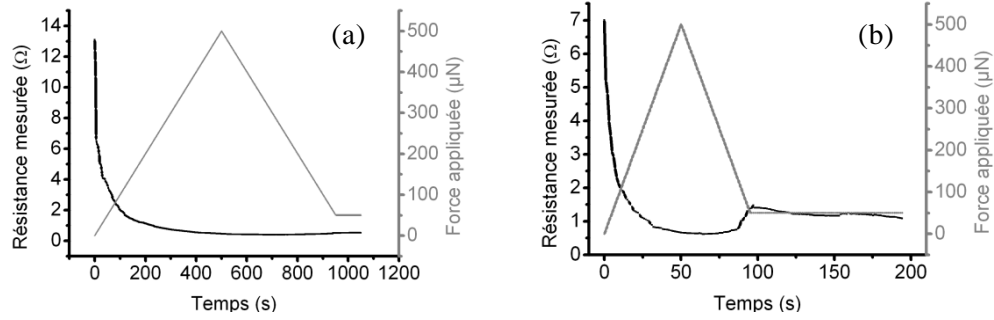
Figure 97 Mesures de  $R_c$  pour un contact Au/Au sur un palier de 5 heures à force constante ( $500 \mu\text{N}$ ) sous différentes intensités de courant. L'encart correspond à l'évolution de la résistance mesurée en fin de palier  $R_o$  en fonction de l'intensité.

Il est intéressant de noter que l'effet de l'intensité est ici opposé à celui observé dans le cas de la balance (chapitre 3 – 2.2.2, p. 136). Il correspondrait au cas de figure présenté dans le premier chapitre, à la section relative au fluage où il est mentionné que ce dernier est accéléré sous influence du courant électrique, principalement au travers de l'élévation de température.

Enfin, par comparaison avec la Figure 90, l'évolution de  $R_o$  indique que, pour la gamme de forces étudiées, l'effet de l'intensité du courant imposée est plus important que celui de la charge appliquée.

### 3.3.2 Influence du matériau de contact

Un matériau de contact alternatif a été testé : la présence d'un film ultra-mince de ruthénium entraîne une augmentation des valeurs de résistance mesurée ( $150 \text{ m}\Omega$  au minimum pour l'or contre un peu moins de  $500 \text{ m}\Omega$  pour le ruthénium) ainsi qu'une évolution plus marquée en fonction de la force pour un essai de type charge-décharge : les valeurs de  $R_c$  augmentent légèrement avec la décharge et se stabilisent lors du palier de mesure de dérive (Figure 98).



**Figure 98** Résistances mesurées d'un contact Ru/Ru pour une expérience du type charge – décharge. La première courbe (a) est obtenue en réponse à une application de force identique à celle illustrée Figure 87 pour Au (vitesse de chargement de  $1 \mu\text{N/s}$  et force maximale de  $500 \mu\text{N}$ ). La seconde courbe (b) correspond à une vitesse de chargement de  $10 \mu\text{N/s}$ .

### 3.3.3 Influence de la vitesse de chargement

Sur le même type d'essai (charge – décharge), l'évolution de  $R_c$  en fonction de la force appliquée est encore plus marquée avec l'emploi d'une vitesse de chargement plus élevée ( $10 \mu\text{N/s}$  contre  $1 \mu\text{N/s}$ ). Par contre, les valeurs minimales mesurées sont plus importantes pour une même force appliquée (Figure 98) : le fluage semble ici encore clairement impliqué. Cependant, l'impact de la vitesse de chargement devient négligeable sur les essais de type palier à force constante, où l'influence du temps redevient très vite prépondérante.

# Conclusion

L'algorithme d'analyse d'image a été appliqué aux différents échantillons étudiés afin de caractériser leur rugosité. Les paramètres extraits seront utilisés dans les modèles de contact présentés ultérieurement, en vue de vérifier quantitativement les résultats obtenus grâce aux deux dispositifs expérimentaux mis en œuvre pour étudier le contact électrique aux échelles macro et micro.

Ces derniers ont en effet permis de mettre en évidence des comportements sensiblement différents. Par l'intermédiaire de la balance de précision, la résistance électrique de contact est mesurée entre deux barreaux cylindriques croisés recouverts d'un film mince métallique. Les mesures sont conformes à celles prévues par la théorie en ce qui concerne l'évolution de  $R_c$  avec la force appliquée, le courant imposé ou le matériau de contact. Deux résultats se dégagent particulièrement.

Le premier est que la résistance mesurée tend vers une valeur limite à fortes forces. Celle-ci correspond à la résistance de couche  $R_{\square}$  et provient vraisemblablement de la résistance de conduction dans le film mince (« spreading »).

Le second correspond à une augmentation très rapide de la résistance lorsque la force de contact diminue, en dessous d'une centaine de mN. Il laisse présager un rôle plus marquée de la rugosité dans ces conditions, provoquant un changement dans le comportement mécanique et électrique du contact. La modélisation de ce type de contact devra donc tenir compte de ces deux caractéristiques.

À travers l'étude du contact au nanoindenteur instrumenté pour la mesure électrique, l'utilité du dispositif expérimental correspondant a été démontrée : cette nouvelle procédure de test permet de réaliser des contacts électriques quasi-statiques en conditions réalistes. Les mesures de l'évolution temporelle de la résistance électrique et de l'adhésion permettent d'extraire les paramètres pertinents pour comprendre le comportement du contact. En examinant la réponse de micro-contacts en or de type sphère / plan sous une charge constante, il apparaît que  $R_c$  est gouvernée par le temps. Les courbes typiques de  $R_c$  en fonction du temps sont bien rendues par une décroissance exponentielle, jusqu'à atteindre un plateau. Seules les valeurs de résistances stabilisées sont influencées par la force appliquée, mais le comportement général dépend essentiellement du fluage (viscoplasticité). La combinaison du fluage et de l'adhésion pourrait en être responsable. Dans cette étude, l'accent a été porté sur les effets du temps, de la charge et de la répétition des contacts sur  $R_c$  et l'adhésion.

Nous disposons à présent de données expérimentales pertinentes, qui nous renseignent sur les directions à prendre quant à la modélisation du contact électrique et serviront de points de comparaison avec celle-ci.

# Chapitre 4

## Modélisation du contact électrique quasi statique



# Introduction

Dans le chapitre précédent, les résultats expérimentaux ont été présentés et analysés de façon qualitative. L'objectif de ce chapitre est d'établir maintenant une corrélation quantitative entre les propriétés des matériaux (électriques, mécaniques, microstructure), les paramètres de test et les résistances électriques de contact mesurées. Un moyen d'y parvenir est de coupler un modèle mécanique de contact rugueux avec un modèle de conduction électrique, et de comparer les différentes combinaisons obtenues à l'expérience. Mais ce processus n'est hélas pas trivial, si bien que la majorité des publications se contentent d'utiliser des relations simples, permettant seulement de donner un ordre de grandeur, voire dans le meilleur des cas, d'encadrer les résultats. Ainsi, il est courant de considérer les contacts macroscopiques comme parfaits et d'encadrer la valeur de résistance électrique selon le mode de déformation : élastique ou plastique. L'association des formules (1.3) et (1.28) est très fréquente dans le premier cas :

$$R_c = \frac{\rho}{2} \left( \frac{4E_0}{3R_0} \right)^{-1/3} F_c^{-1/3} \quad (4.1)$$

tandis que pour  $0,1 < F < 100$  N, Holm préconise plutôt d'appliquer la formule empirique suivante :

$$R_c = \frac{\rho}{2} \sqrt{\frac{H}{F}} \quad (4.2)$$

Le microcontact diffère du contact macroscopique principalement en raison de la rugosité de surface : étant donné que seules de faibles forces sont appliquées (du  $\mu\text{N}$  au  $\text{mN}$ ), l'aire de contact réel n'est plus qu'une fraction de l'apparente. Elle se compose de points de contact de taille comparable à celle du libre parcours moyen des électrons (38 nm pour l'or à température ambiante). La formule la mieux adaptée pour calculer la résistance causée par un de ces spots serait la formule de Wexler, approchée par Nikolic (1.35). Elle implique toujours que l'augmentation du rayon de contact réduise la valeur de la résistance correspondante, mais comme le contact se produit en plusieurs points, la valeur totale de la résistance est maintenant comprise entre deux limites (cf. chapitre 1 – 4.4.3, p 54). Dans les deux cas, la diminution de  $R_c$  est provoquée par une augmentation du nombre ou du rayon des spots de contact unitaire (Rezvanian et al., 2007).

L'objectif de ce chapitre est de pouvoir prendre en compte dans une modélisation, la rugosité réelle des surfaces ainsi que les autres contributions à la résistance relevées dans le chapitre précédent. Cependant, suivant les dimensions du contact, tous les paramètres n'interviennent pas dans les mêmes mesures. À défaut de pouvoir proposer une modélisation unique du contact, plusieurs pistes sont évoquées, certaines s'appliquant plus au contact macroscopique réalisé grâce à la balance de précision, les autres au contact microscopique obtenu au nanoindenteur instrumenté pour la mesure électrique.

Ainsi, la première partie du chapitre est consacrée au modèle de contact correspondant à la configuration de la balance de précision. Il fait appel à la modé-

lisation statistique du contact mécanique rugueux, ayant fait l'objet d'une large étude bibliographique et qui aboutit ici à une présentation assez exhaustive. L'aspect électrique est ensuite abordé, et le modèle détaillé. Les calculs sont réalisés pour tous les matériaux utilisés avec ce dispositif et les résultats sont commentés puis comparés aux mesures expérimentales. La deuxième partie de ce chapitre pose quant à elle les bases du modèle numérique discret qui aurait dû être appliqué aux expériences impliquant le nanoindenteur, mais dont le développement s'est avéré trop conséquent pour être accompli dans le cadre de la thèse, malgré quelques calculs préliminaires.

# I Modélisation statistique du contact rugueux

---

## Introduction

Les grandes surfaces de contact mises en jeu lors du contact réalisé à la balance de précision, permettent d'utiliser le modèle statistique de contact mécanique basé sur les déformations des aspérités. Cette section concerne donc essentiellement la modélisation du contact appliqué à ce dispositif.

Si le contact réel ne se produit effectivement qu'au niveau de contacts microscopiques, qui ne représentent qu'une faible fraction de l'aire de contact apparente, la dimension de cette dernière, où sont distribués les microcontacts, résulte de la courbure des corps en contacts, qu'il faut également prendre en compte. La répartition des lignes de courant implique que la mécanique du contact doit être connue avant de traiter le problème électrique.

Dans cette partie, les principales publications relatives à la modélisation statistique du contact mécanique rugueux sont étudiées : partant du modèle original de Greenwood & Williamson, la plupart des contributions pouvant venir s'y greffer pour l'améliorer sont ensuite passées en revue. Puis, le modèle utilisé est décrit plus en détails, avec en particulier l'aspect électrique. Enfin, la comparaison des calculs à l'expérience servira de validation pour cette première approche de modélisation.

---

## I.2 Étude bibliographique

### I.2.1 Modélisation statistique du contact mécanique rugueux

---

La modélisation statistique du contact rugueux est apparue en 1966 avec les travaux de Greenwood & Williamson (Greenwood and Williamson, 1966). Elle a été améliorée au fil des ans par de nombreuses contributions dont les plus intéressantes seront présentées dans la suite, mais le principe reste le même : lorsque les deux membres du contact sont pressés l'un contre l'autre, seulement quelques points sont en contact. Avec l'augmentation de la force appliquée, ils s'étendent à de petites aires tandis que de nouveaux points apparaissent simultanément. L'aire de contact réel est donc bien inférieure à celle attendue et la répartition des spots de contacts dépend directement de la répartition en hauteur des aspérités.

### 1.2.11 Contact entre une surface rugueuse et une surface rigide parfaitement lisse

Le modèle présenté considère le contact entre un plan lisse rigide et une surface rugueuse répondant aux hypothèses suivantes :

- La surface rugueuse comporte un grand nombre d'aspérités n'interagissant pas entre elles.
- La répartition des aspérités est isotrope. La prise en compte de l'anisotropie (si elle existe) n'apporte pas d'amélioration notable (McCool, 1986).
- Les aspérités sont supposées sphériques au voisinage de leur sommet, et dotées du même rayon de courbure  $R$ . Considérer les aspérités comme ellipsoïdales n'apporte au final que peu de gain (Greenwood and Wu, 2001) et le rayon de courbure moyen des aspérités a plus d'influence sur la nature de la déformation et l'aire réelle de contact que la variation de distribution des rayons de courbure (Hisakado, 1974, Greenwood and Wu, 2001).
- La hauteur des sommets ( $z_s$ ) par rapport à leur plan moyen suit une fonction de distribution de probabilité  $\Phi(z_s)$ , le plus souvent gaussienne (ou exponentielle, très proche, et qui permet de simplifier les calculs); l'équation d'une gaussienne centrée normée étant donnée par la relation (4.3) où  $\sigma_s$  est l'écart-type de cette distribution.

$$\phi(z_s) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{1}{2} \left(\frac{z_s}{\sigma_s}\right)^2\right)} \quad (4.3)$$

- Il est important de ne pas confondre distribution en hauteur des sommets et distribution en hauteur de la surface obtenue par simple relevé profilométrique. S'il existe des relations permettant de passer de l'une à l'autre (McCool, 1986), elles sont aujourd'hui décrites et constituent les principales critiques au modèle GW (Greenwood and Wu, 2001). Aujourd'hui, avec la précision de mesure des SPM (« Scanning Probe Microscope ») et l'analyse d'image numérique, il est possible d'accéder directement à la vraie distribution en hauteur des sommets.

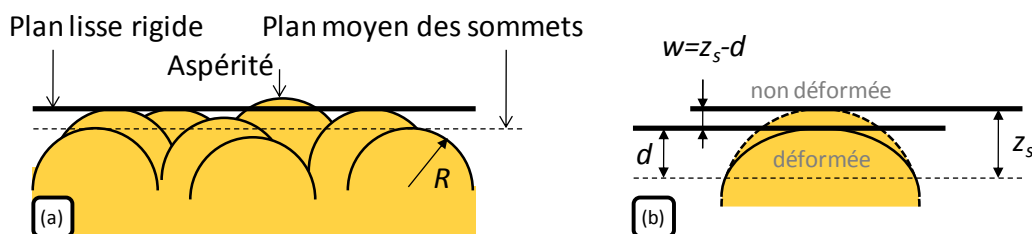


Figure 99 (a) Modélisation de la surface selon Greenwood & Williamson (b) Géométrie d'une aspérité hémisphérique en contact.

Soit la probabilité qu'une aspérité soit en contact avec le plan lisse :

$$\text{prob}(z_s > d) = \int_d^\infty \phi(z_s) dz_s \quad (4.4)$$

où  $d$  est la séparation entre le plan lisse et le plan moyen des sommets. Pour  $N$  aspérités, il y aura donc  $N_c$  contacts tels que :

$$N_c = N \int_d^\infty \phi(z_s) dz_s \quad (4.5)$$

Le nombre d'aspérités sur la surface apparente de contact peut aussi s'exprimer ainsi :

$$N = \eta A_n \quad (4.6)$$

avec  $\eta$ , densité d'aspérité et  $A_n$ , aire nominale du contact. Sont ensuite définis :

- l'interférence  $w$ , telle que :

$$w = z_s - d \quad (4.7)$$

- l'aire de contact pour une aspérité :  $A_0(w)$
- la force exercée sur une aspérité en contact :  $F_0(w)$
- l'aire de contact réel :

$$A_r(d) = \eta A_n \int_d^\infty A_0(z_s - d) \phi(z_s) dz_s \quad (4.8)$$

- la force de contact totale :

$$F(d) = \eta A_n \int_d^\infty F_0(z_s - d) \phi(z_s) dz_s \quad (4.9)$$

Les expressions  $A_0$  et  $F_0$  sont explicitées dans le paragraphe suivant. Elles dépendent directement du régime de déformation. La prise en compte de comportements complexes est possible, mais nécessite de fractionner les intégrales (4.8) et (4.9) avec les bornes adéquates.

### 1.2.12 Lois de comportement ( $A_0$ , $F_0$ )

---

#### 1.2.121 Déformation en régime élastique

Les expressions suivantes proviennent des équations de Hertz pour la déformation élastique d'une sphère (ici une aspérité) contre un plan lisse rigide (Johnson, 1989) :

$$A_{0e} = \pi R w \quad (4.10)$$

$$F_{0e} = \frac{4}{3} \pi E' R^{1/2} w^{3/2} \quad (4.11)$$

L'application de ces lois reste valide tant que  $w$  est inférieure à l'interférence critique  $w_c$ , définie par (Chang et al., 1987) :

$$w_c = \left( \frac{\pi K H}{2 E'} \right)^2 R \quad (4.12)$$

où  $H$  est la dureté du matériau le plus mou et  $K$  le facteur de dureté donné par la relation suivante :

$$K = 0,454 + 0,41\nu \quad (4.13)$$

Une seconde expression de l'interférence critique, définie comme le point initial de plastification, est obtenue à l'aide du critère de Von Mises (Jackson and Green, 2006) :

$$w_c' = 1,9 \left( \frac{\pi C \sigma_y}{2E'} \right)^2 R \quad (4.14)$$

où  $\sigma_y$  est la limite d'élasticité et  $C = 1,295e^{0,736\nu}$ .

D'une manière générale, les modèles montrent que lorsque la force de contact augmente, de nouveaux points de contact apparaissent de manière à maintenir constante la pression moyenne. La force intervient ainsi avec un exposant 0,9 (1 si la distribution est exponentielle) et tout se passe comme si le métal avait une « dureté élastique » puisque l'aire de contact réel est quasiment proportionnelle à la force appliquée. La nature élastique ou plastique du contact est donc plus déterminée par les propriétés des surfaces et très peu par la force exercée ; les faibles rayons de courbure des aspérités facilitant par exemple le passage à la déformation plastique. L'introduction de l'indice de plasticité  $\psi$  (4.15) permet de tenir compte de ce phénomène : la déformation est majoritairement élastique si  $\psi$  est faible ( $< 0,6$ ) et majoritairement plastique si  $\psi$  est élevé ( $> 1$ ).

$$\psi = \frac{E'}{H} \sqrt{\frac{\sigma_s}{R}} \quad (4.15)$$

---

### 1.2.122 Déformation en régime plastique

Abbott & Firestone ont développé le modèle le plus largement utilisé pour un contact entièrement plastique : dans le cas d'un contact rugueux / lisse, les aspérités sont aplaties sur la surface lisse sans aucun changement de forme des parties non en contact. Ainsi rapprocher les surfaces d'une distance  $d$ , revient à tronquer la partie supérieure de la surface rugueuse de cette hauteur ( $d$ ) au dessus du plan moyen (Jackson and Green, 2006). L'aire réelle de contact est simplement l'intersection géométrique entre le profil non déformé de la surface rugueuse et le plan lisse. Par ailleurs, la pression de contact équivaut à la dureté locale. Elle est de fait indépendante de la force ainsi que de la géométrie du contact. Les lois de comportement correspondantes pour une aspérité sont alors les suivantes :

$$A_{0p} = 2\pi R w \quad (4.16)$$

$$F_{0p} = 2\pi R w H \quad (4.17)$$

Le modèle fait l'hypothèse que la force est assez importante et appliquée suffisamment longtemps pour que le fluage soit stabilisé. Il est valable pour  $w > w_c$  même si la suppression de matière (troncature) n'est pas vraiment réaliste, en particulier pour l'or au coefficient de Poisson élevé.

Le modèle de Pullen & Williamson (Pullen and Williamson, 1972) tient compte de la conservation du volume pendant la déformation plastique par une montée supposée uniforme de la surface non en contact.

Mais il n'est applicable que lorsque le contact est soumis à de très fortes charges et se déforme entièrement plastiquement.

La conservation du volume des aspérités déformées plastiquement est reprise par le modèle CEB (Chang et al., 1987) où elle est combinée au modèle GW. Sont alors définies :

- l'aire de contact d'une aspérité déformée plastiquement :

$$A_{0CEB} = \pi R w \left( 2 - \frac{w_c}{w} \right) \quad (4.18)$$

- la force de contact sur une aspérité déformée plastiquement :

$$F_{0CEB} = \pi R w \left( 2 - \frac{w_c}{w} \right) KH \quad (4.19)$$

NB :  $w_c$  correspond dans le modèle CEB à la formule (4.12).

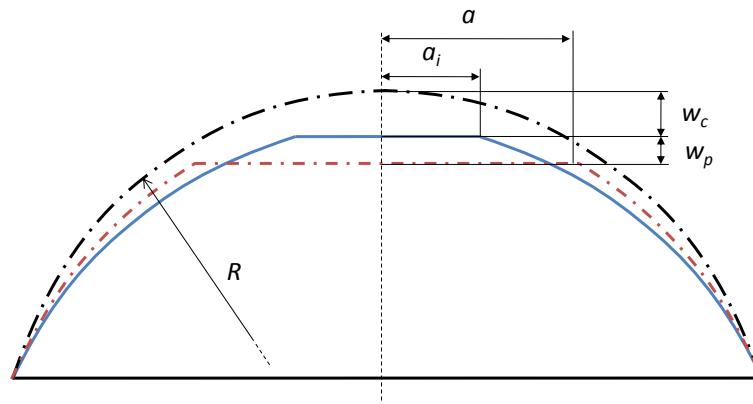


Figure 100 Modèle de conservation du volume pour une aspérité de rayon  $R$  (Chang et al., 1987). La déformée bleue correspond à l'interférence critique  $w_c$  à partir de laquelle la déformation devient plastique (rouge) mais où le volume reste identique.

### 1.2.123 Déformation en régime élastoplastique

La première approche est de considérer un contact élastique – plastique avec seulement deux états de déformations possibles. Ainsi, le modèle CEB définit l'aire de contact réel par

$$A_t(d) = A_e(d) + A_p(d) \quad (4.20)$$

$$A_e(d) = \eta A_n \int_d^{d+w_c} A_{0e}(z_s - d) \phi(z_s) dz_s = \eta A_n \pi R \int_d^{d+w_c} (z_s - d) \phi(z_s) dz_s \quad (4.21)$$

$$A_p(d) = \eta A_n \int_{d+w_c}^{\infty} A_{0CEB}(z_s - d) \phi(z_s) dz_s = \eta A_n \pi R \int_{d+w_c}^{\infty} [2(z_s - d) - w_c] \phi(z_s) dz_s \quad (4.22)$$

L'aire  $A_e$  formée des contacts en déformation élastique est obtenue par combinaison de (4.10) et (4.8) tandis que l'aire plastique  $A_p$  provient de (4.18) et (4.8). La pression réelle exercée résulte quant à elle des équations (4.9), (4.11) et (4.19).

$$F(d) = \eta A_n E' \left\{ \frac{4}{3} R^2 \int_d^{d+w_c} (z_s - d)^{\frac{3}{2}} \phi(z_s) dz_s + \pi R K \int_{d+w_c}^{\infty} [2(z_s - d) - w_c] \phi(z_s) dz_s \right\} \quad (4.23)$$

Le problème de ce modèle est la présence d'une discontinuité en début de plastification : la pression de contact passe de  $2/3KH$  en régime

élastique à  $KH$  pour le régime parfaitement plastique. Le régime de transition correspondant à la déformation élastoplastique est en effet absent. Celle-ci est intégrée au modèle ZMC (Zhao et al., 2000) par un fractionnement supplémentaire des intégrales (4.8) et (4.9). Ainsi, pour une aspérité, le contact élastique a lieu jusqu'à l'interférence  $w_1$  ( $w < w_1$ ) définie par :

$$w_1 = \left( \frac{3\pi kH}{4E'} \right)^2 R \quad (4.24)$$

avec  $k$  correspondant au début de plastification tel que la pression moyenne  $P_a = kH$ . En général,  $k = 0,4$ .

Le contact parfaitement plastique (modèle Abbott & Firestone) a lieu pour  $w \geq w_2$ , avec  $w_2$  définie par :

$$w_2 \geq 54w_1 \quad (4.25)$$

Quant au contact élastoplastique, il se produit pour  $w_1 < w < w_2$ . L'aire de contact et la force correspondantes sont données respectivement par :

$$A_{ep} = \pi R w \left[ 1 - 2 \left( \frac{w - w_1}{w_2 - w_1} \right)^3 + 3 \left( \frac{w - w_1}{w_2 - w_1} \right)^2 \right] \quad (4.26)$$

$$F_{ep} = A_{ep} \left[ H - H(1-k) \frac{\ln w_2 - \ln w}{\ln w_2 - \ln w_1} \right] \quad (4.27)$$

le second terme de l'équation (4.27) correspondant à la pression moyenne  $P_a$ .

La modélisation AFT (Abdo and Farhang, 2005) est un peu à part, car employant des aspérités fictives qui ne peuvent se déformer que plastiquement, et pour lesquelles la conservation du volume est considérée. À la différence du modèle CEB qui correspond à une modélisation élastique puis plastique à l'échelle microscopique, celui-ci permet de prendre en compte simultanément le comportement élastique et plastique d'une aspérité.

Enfin, le modèle de Jackson et Green (JG) (Jackson and Green, 2006) est applicable pour  $w \geq w_c$ . Il provient de résultats obtenus grâce à la modélisation par éléments finis ; il prend en compte le fait que la dureté géométrique  $H_G$ , définie comme la pression uniforme obtenue pour un contact entièrement plastifié, n'est pas constante et change avec l'évolution de la géométrie de contact et des propriétés des matériaux.

En pratique, la comparaison de modèles impliquant des modes de déformation différents (Bahrami, 2004), montre que les résultats en terme d'aire de contact réel, taille et nombre des microcontacts, mais aussi la relation entre la force et l'aire de contact réel sont très comparables sur la gamme de séparations réellement applicables. En fait, le comportement du contact entre surfaces rugueuses est essentiellement déterminé par les caractéristiques statistiques de surface, qui sont identiques dans les modèles comparés, et l'effet du mode de déformation des aspérités n'est que du se-



cond ordre (Greenwood and Tripp, 1967, Bhushan, 1998). C'est pourquoi, on se limite à l'emploi du modèle CEB, le plus simple pour faire le lien entre les cas limites de la déformation purement élastique et entièrement plastique.

### 1.2.13 Contact entre une sphère lisse et un plan rugueux

Le problème mécanique du contact entre une sphère lisse rigide et un plan rugueux déformable (élastiquement) peut se scinder en deux sous-problèmes, toutefois fortement couplés : le macrocontact et les microcontacts. L'analyse mécanique macroscopique détermine le rayon du contact apparent  $a_e$  (ou  $a_H$ ) ainsi qu'une première estimation de la distribution de pression, et l'analyse microscopique, la séparation entre les plans moyens des surfaces, mais également les tailles et nombre des microcontacts (Figure 101).

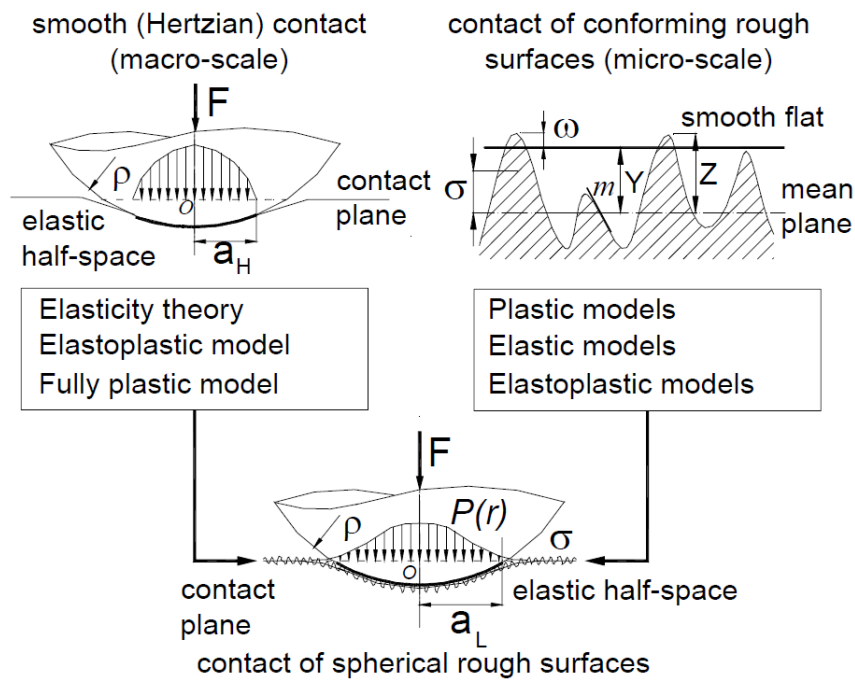


Figure 101 Vue d'ensemble du problème mécanique pour un contact sphérique rugueux (Bahrami, 2004).

La première modélisation (analytique) correspondante est celle de Greenwood & Tripp (Greenwood and Tripp, 1967). Elle reprend les hypothèses du modèle GW et les applique au contact sphérique axisymétrique. Les équations supplémentaires sont reportées ci-dessous. Dans certaines publications, les aspérités sont situées sur la sphère ou bien cette dernière se déforme élastiquement et le plan est alors rigide. Les formules sont cependant équivalentes. Le profil  $y$  de la sphère par rapport à la surface nominale non déformée (plan de référence) est donnée par

$$y(r) = y_0 - \frac{r^2}{2\rho} \quad (4.28)$$

où  $y_0$  est le paramètre représentant l'altitude du sommet de la sphère par rapport au plan de référence. Soit  $w_b$  la déformation élastique (volumique) de la surface nominale, la séparation  $d$  entre la sphère et la surface nominale est définie par

$$d(r) = w_b(r) - y(r) \quad (4.29)$$

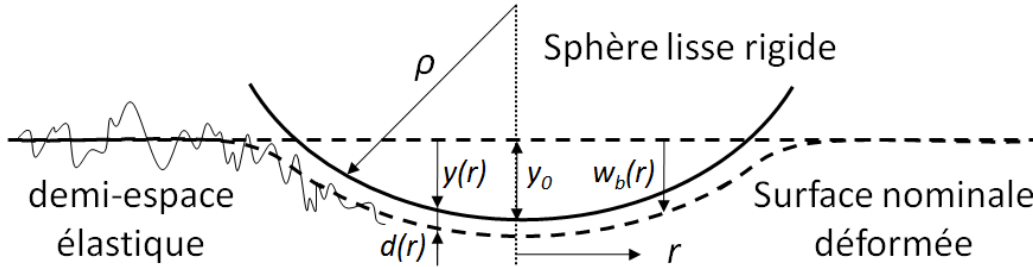


Figure 102 Géométrie du contact entre une sphère lisse rigide et un plan rugueux.

Les expressions de l'aire de contact réel (4.8) et de la force effective (4.9) sont désormais accessibles par l'utilisation de (4.29). Cependant, la déformation  $w_b$  contenue dans la formule de la séparation dépend elle-même de la pression effective. En effet, le déplacement normal dans un demi-espace élastique dû à une distribution de pression arbitraire  $p$  correspond à :

$$w_b(r) = \frac{6r}{4E} \int_0^\infty p(\xi r) L(\xi) d\xi \quad (4.30)$$

$$L(\xi) = \frac{2}{\pi} \xi K(\xi) \text{ pour } \xi < 1 \quad (4.31)$$

$$L(\xi) = \frac{2}{\pi} K\left(\frac{1}{\xi}\right) \text{ pour } \xi > 1 \quad (4.32)$$

$\xi$  est une variable muette et  $K$  est l'intégrale elliptique complète du premier ordre, qui a l'inconvénient de présenter une discontinuité en 1. Une expression équivalente est par ailleurs donnée par Johnson (Johnson, 1989) :

$$w_b(r) = \frac{4}{\pi E} \int_0^a \frac{t}{t+r} p(t) K(k) dt \quad (4.33)$$

$$k = \frac{2\sqrt{rt}}{r+t} \quad (4.34)$$

où  $a$  est le rayon de la zone de contact et  $t$  une variable muette.

Les deux inconnues du système sont donc  $p$  et  $w_b$  ( $y_0$  est un paramètre permettant indirectement d'imposer la charge), mais la résolution est complexe et ne peut se faire que numériquement, le plus souvent par itérations (Greenwood and Tripp, 1967, Bahrami, 2004). De plus, certains font état d'un modèle sous-contraint où la convergence ne peut être obtenue que pour des cas physiquement impossibles (Lambert, 1995).

(Mikic and Roca, 1974) ont développé un modèle numérique alternatif en supposant une déformation plastique des aspérités. Les résultats obtenus sont similaires, mais les relations générales pour calculer les paramètres de contact ne sont pas précisées.

Pour surmonter cet obstacle, Bahrami (Bahrami et al., 2005, Bahrami, 2004) a développé un modèle mécanique analytique compact destiné à prédire la résistance thermique d'un contact sphérique rugueux. Une distribution de pression est proposée. Elle couvre tout le domaine des contacts sphériques rugueux, incluant le contact lisse hertzien. Des corrélations simples sont proposées pour la distribution de pression générale et le rayon de l'aire de macro contact, comme fonctions de paramètres adimensionnés. Partant du modèle GT, mais considérant une déformation plastique des aspérités (modèle de Cooper (Cooper et al., 1969)), la résolution se fait numériquement grâce à un algorithme itératif. Or, il s'avère qu'il existe un profil général pouvant correspondre à toutes les distributions de pression. Il est fonction de la pression maximale adimensionnée  $P'_0 = P_0/P_{0,H}$  et de la position radiale  $\xi = r/a_L \cdot P_{0,H}$  correspond à la pression maximale de Hertz (1.6) et le rayon de contact apparent  $a_L$  est défini comme le rayon à partir duquel la pression normalisée devient négligeable, c'est-à-dire  $P(r = a_L)/P_0 < 0,01$ .

$$P(\xi) = P_0 (1 - \xi^2)^\gamma \quad (4.35)$$

$$\gamma = 1,5P'_0 (a'_L)^2 - 1 \quad (4.36)$$

$$P'_0 = \frac{1}{1 + 1,22\alpha\kappa^{-0,16}} \quad (4.37)$$

$$\kappa = \frac{E'}{H} \sqrt{\frac{\rho}{\sigma}} \quad (4.38)$$

$$a'_L = \begin{cases} 1,605/\sqrt{P'_0} & 0,01 \leq P'_0 \leq 0,47 \\ 3,51 - 2,51P'_0 & 0,47 \leq P'_0 \leq 1 \end{cases} \quad (4.39)$$

Dans ces expressions,  $\alpha$  est le paramètre de rugosité présenté (1.16),  $\sigma$  l'écart-type des hauteurs et  $\kappa$  un paramètre adimensionné.

Le théorème de Buckingham (ou théorème  $\pi$ ) est utilisé en combinaison avec des régressions non linéaires de courbes pour obtenir les expressions de  $P'_0$  et  $a'_L$ . Ce modèle permet de retrouver les courbes typiques du modèle GT présentées dans (Greenwood et al., 1984, Johnson, 1989). L'auteur garantit que les résultats obtenus avec son modèle approché présentent une erreur de moins de 5 % par rapport au modèle numérique complet.

Les tendances observées les plus importantes du modèle sont qu'une augmentation de la rugosité résulte en une diminution de la pression maximale de contact  $P_0$  comparée à la pression hertzienne associée  $P_{0,H}$ , et en un agrandissement du rayon de contact apparent (macroscopique)  $a_e$  au-delà du rayon de contact hertzien (Figure 103). Il a en effet été vu au chapitre 1 – 3.3.1 (p. 41) qu'à cause de la rugosité, le contact s'étend sur une aire apparente plus grande que si elles étaient lisses et que consécutivement, la pression de contact pour une force donnée sera réduite.

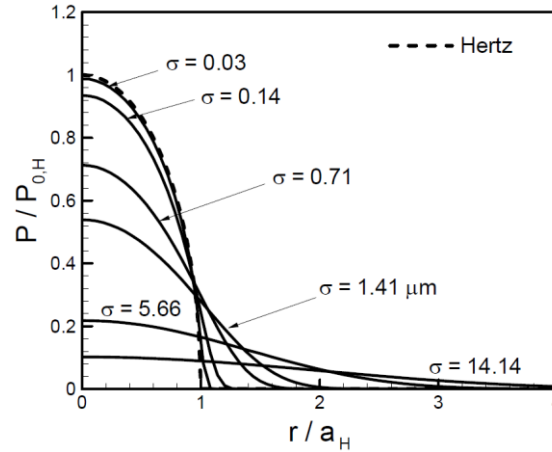


Figure 103 Effet de la rugosité sur la distribution de pression de contact pour un contact sphère / plan correspondant aux paramètres suivants (inox) :  $\rho = 25 \text{ mm}$ ,  $F = 50 \text{ N}$ ,  $E' = 112 \text{ GPa}$  et  $H = 4 \text{ GPa}$  (Bahrami, 2004).

### 1.2.14 Contact entre deux plans rugueux

Bien souvent, lorsqu'il est fait appel à la modélisation statistique, au lieu de considérer les deux surfaces rugueuses, c'est le cas du contact entre une surface rugueuse équivalente et une surface rigide parfaitement lisse qui est étudié. La rugosité de la surface équivalente étant alors définie par l'écart-type quadratique moyen des distributions  $\sigma_s$  et le rayon de courbure combiné des aspérités  $R_s$ , tels que

$$\sigma_s^2 = \sigma_{s1}^2 + \sigma_{s2}^2 \quad (4.40)$$

$$\frac{1}{R_s} = \frac{1}{R_{s1}} + \frac{1}{R_{s2}} \quad (4.41)$$

Or, ce raisonnement revient à considérer que lorsque deux surfaces rugueuses sont en vis-à-vis, les contacts ne peuvent avoir lieu qu'entre sommets d'aspérités. En toute rigueur, si le contact rugueux / rugueux est considéré, il est nécessaire d'étudier le contact d'une aspérité sur l'« épaulement » d'une autre et ensuite d'évaluer les probabilités des différents degrés de désalignement pour obtenir l'événement unitaire moyen. Ceci est pris en compte par le modèle de Greenwood et Tripp (Greenwood and Tripp, 1971) (GT2). Il reprend les principes du modèle standard (GW), mais le paramètre important est cette fois la somme des hauteurs des sommets opposés  $z_{12}$  avec sa loi de distribution  $\Phi_0(z_{12})$  qui peut être obtenue mathématiquement, par des transformations statistiques.

$$z_{12} = z_{s1} + z_{s2} \quad (4.42)$$

Les équations (4.40) et (4.41) restent toujours valables, de même que (4.7), (4.8) et (4.9). Par contre,  $A_0$  et  $P_0$  ne désignent plus les lois de comportement, mais intègrent l'effet du désalignement. Leur expression est donnée par :

$$A_0(w) = 2\pi\eta \int_0^\infty A\left(w - 2f\left(\frac{r}{2}\right), r\right) r dr \quad (4.43)$$

$$F_0(w) = 2\pi\eta \int_0^\infty P\left(w - 2f\left(\frac{r}{2}\right), r\right) r dr \quad (4.44)$$

où  $A$  et  $P$  correspondent aux lois de comportement et  $f$  au profil d'une aspérité, soit pour une parabolloïde :

$$f(x) = \frac{x^2}{2R} \tag{4.45}$$

La prise en compte du désalignement se traduit donc par une intégration supplémentaire et il est clair que l'équivalence considérée en début de paragraphe ne saurait être rigoureusement valide. En pratique, les résultats obtenus sont indiscernables dans les deux cas, tant que les distributions sont normales (Greenwood and Tripp, 1971, Bhushan, 1998). La seule différence notable concerne la séparation adimensionnée entre les surfaces, plus importante dans le cas équivalent. Mais quel que soit le régime de déformation, l'évolution de l'aire de contact en fonction de la pression nominale reste la même et seule la prise en compte des hauteurs combinée importe. Cette conclusion a été vérifiée par simulation en éléments finis 2D (Pennec, 2009) et permet ainsi de grandement simplifier les calculs.

### 1.2.2 Modélisation électrique du contact

Le contact réalisé grâce à la balance de précision correspond à un contact rugueux de type sphère / plan. La résistance de contact fait donc intervenir la résistance de constriction macroscopique du contact apparent, mais aussi toutes celles microscopiques engendrées par les contacts entre aspérités (chapitre 1 – 4.4, p. 52).

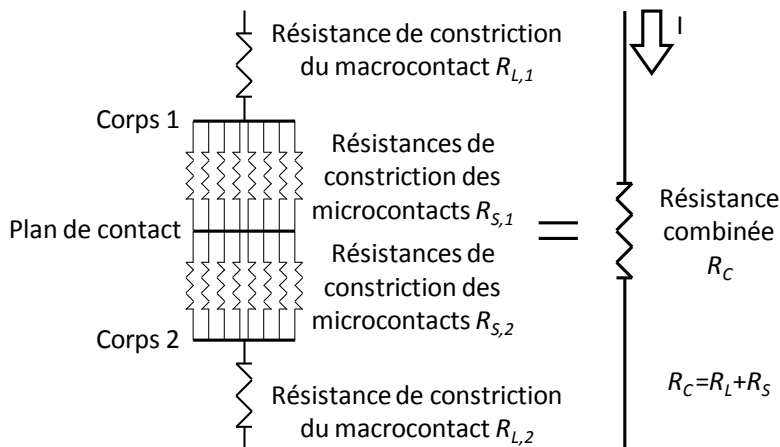


Figure 104 Réseau de résistance électrique d'un contact rugueux (Bahrami, 2004)

L'analyse électrique repose sur les résultats de l'analyse mécanique pour calculer les résistances électriques micro et macro : à chaque spot de contact est associée une résistance de constriction. Une des hypothèses du modèle (mécanique) impose que les aspérités n'interagissent pas entre elles, il en est de même pour l'aspect électrique. Le cas des constriction longues peut ainsi être localement considéré et les conductances correspondantes intégrées sur la surface apparente de contact. Celles-ci sont par ailleurs calculées à l'aide du modèle approché de Nikolic (1.35).

En réalité, il est possible d'identifier au moins trois contributions à la résistance de contact totale mesurée par la méthode 4 fils : la résistance d'interface (combinaison des résistances de constriction des spots de contact), la résistance de tassement des lignes de courant (crowding) perpendiculaire au plan du film (Allen

et al., 1991, Lavers and Timsit, 2002) et la résistance d'étalement (spreading) dans le plan du film qui est présente même dans le cas d'une mesure 4 fils (Finetti et al., 1984). Les deux premières contributions correspondent à la résistance de contact intrinsèque  $R_c$ . Elles sont reliées par l'équation (1.42), qui fait appel à une conductivité surfacique moyenne, constante à l'interface. La troisième contribution, due à la propagation du courant dans le film mince, représente en quelque sorte une résistance limite (à forte force), car indépendante de la résistance de contact. Elle est parfois considérée à tort comme provenant d'un film de contamination. En pratique, sa valeur correspond souvent à la somme de ces deux phénomènes.

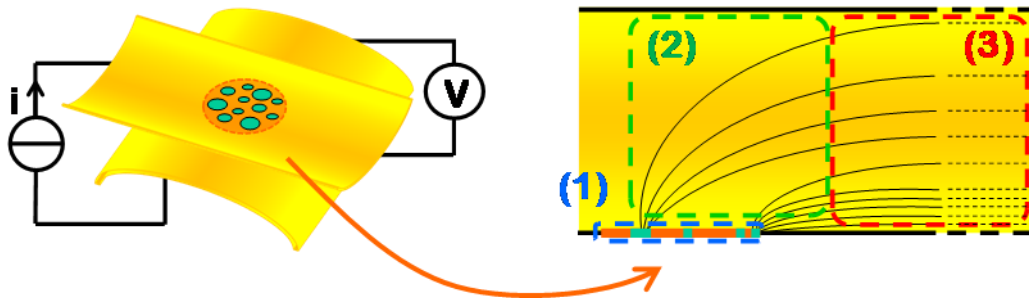


Figure 105 Configuration électrique du contact réalisé grâce à la balance de précision. La résistance mesurée est la somme des résistances d'interface (1), de tassement (crowding) (2) et d'étalement (spreading) (3).

### 1.3 Description du modèle

Si les effets thermiques peuvent être négligés alors les aspects mécaniques et électriques sont découplés. Ceci est vrai pour des faibles densités de courant. C'est pourquoi il est nécessaire de préciser que ce modèle n'est applicable qu'aux faibles intensités de courant (quelques milliampères ou moins).

Compte tenu de la géométrie des échantillons considérés (barreaux cylindriques croisés), la modélisation mécanique la plus adaptée est celle du contact entre une sphère rigide lisse et un plan rugueux, dont la rugosité équivaut à celle des surfaces en contact. Le modèle de Greenwood & Tripp apparaît donc comme le choix évident, sauf que la singularité de l'intégrale elliptique pose de gros problèmes d'intégration. Or, il se trouve que le profil de distribution de pression sur cette configuration de contact bien précise peut être considéré comme hertzien, car la rugosité est extrêmement faible par rapport aux rayons des barreaux :  $\sigma_{eq}$ , l'écart-type de la distribution des hauteurs des aspérités, est de l'ordre de quelques nanomètres contre 3,5 mm pour la courbure d'un barreau. Cette hypothèse est vérifiée par application du modèle analytique de Bahrami (cf. 1.2.13) : le profil de pression obtenu est sensiblement identique au profil hertzien.

Un modèle de contact établi suivant une distribution de pression à l'interface de contact correspondant au modèle de Hertz peut donc être développé. L'algorithme correspondant à l'aspect mécanique est schématisé Figure 106 et transcrit en Annexe 3. Il intervient dans une boucle sur les forces à tester, comprises

entre 5 mN et 4 N. Soit  $F$ , l'une d'entre elles, le rayon  $a_e$  de l'aire de contact apparent est d'abord estimé grâce à (1.3). Le rayon réduit  $x$ , défini comme le rapport du la position radiale  $r$  sur  $a_e$  est ensuite discrétisé avec un pas variable, de 0,1 à 0,001 sur les bords, pour constituer la grille de résolution. La distribution de pression hertzienne peut alors y être évaluée.

Pour une abscisse radiale donnée  $r$  (ou  $x$  en coordonnées réduites), le contact est assimilé localement à un contact plan lisse sur plan rugueux équivalent. Le modèle CEB de déformation élastique – plastique des aspérités peut alors être appliqué pour un élément  $dr$ . La première étape consiste à calculer la valeur de la séparation  $d$  en ce point. Il s'agit de résoudre une équation différentielle correspondant à l'égalisation des pressions de Hertz et du modèle CEB,  $P_{CEB}$ , définie par l'équation (4.23). Grâce à la connaissance de cette donnée, il devient possible de calculer le nombre de contacts selon le régime de déformation, ainsi que l'aire de contact réel par unité de surface.

Finalement, l'intégration de ces résultats le long du rayon de contact apparent (sur la grille de résolution) donne le nombre total de contacts  $N$  ainsi que la surface réelle correspondante  $A$ . L'emploi du modèle CEB permet en plus de distinguer la part de contacts en déformation élastique de celle en déformation plastique.

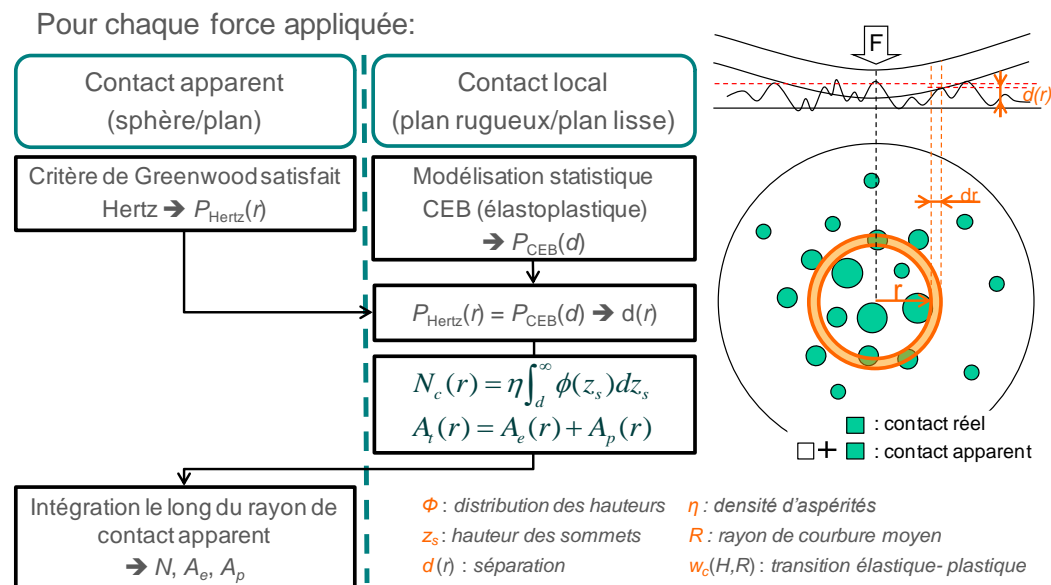


Figure 106 Algorithme de modélisation du contact sphère lisse sur plan rugueux. À partir d'une distribution de pression hertzienne, le nombre et le diamètre des points de contact par unité de surface le long du rayon de la zone de contact apparent sont calculés numériquement en utilisant le modèle CEB.

Afin de rendre correctement compte du contact entre les deux surfaces d'or, le modèle est utilisé pour une population d'aspérités ayant une distribution gaussienne en hauteur dont l'écart type et la densité sont déterminés à partir des résultats de l'analyse d'image (chapitre 3 – 1, p. 123). Le module d'Young et la dureté des aspérités sont ceux déterminés par nanoindentation (Tableau 7).

Quant à la partie électrique, qui va servir de point de comparaison théorique, elle utilise les données issues de la modélisation mécanique : dès que la séparation  $d$  est obtenue en une abscisse  $x$  donnée, le rayon de contact d'une aspérité s'y trouvant peut être calculé à l'aide de (4.10) et (4.18). Ceci permet d'appliquer la formule de Nikolic (1.35) afin de connaître la conductance d'un spot de contact en cet endroit. Cette formule est ensuite intégrée sur l'élément de surface, de la même que pour l'aire de contact réelle. Il en résulte une valeur de conductivité locale, en chaque élément de la grille de résolution. L'intégration de ces valeurs sur la surface de contact apparente aboutit à une conductance surfacique constante. Elle correspond à la résistance d'interface, qui revient à considérer la résistance du contact macroscopique comme équivalente à la somme des résistances des spots électriques de contact en parallèle.

Cela constitue en réalité une approximation, mais cette valeur permet d'utiliser directement la formule de Allen (1.42) qui prend en compte le resserrement des lignes de courant dû à la courbure de ces lignes perpendiculairement au plan du film mince pour calculer la résistance de contact proprement dite.

Enfin, la troisième et dernière contribution à prendre en compte pour correspondre aux valeurs mesurées est la résistance causée par la propagation du courant dans le film mince. Elle correspond globalement à la résistance de couche  $R_{\square}$  et s'ajoute à la résistance de contact. Or la courbure du barreau, l'épaisseur non constante du film ainsi que les connexions électriques rendent sa prédiction difficile à cause de la méconnaissance du chemin de conduction. Elle est donc pour l'instant estimée expérimentalement en considérant qu'elle constitue la limite aux fortes forces des valeurs de résistance mesurées, comme le montre la Figure 83. De cette manière, la contamination résistive éventuelle est prise en compte (cas probable du rhodium dans les expériences). Il s'agit ainsi du seul paramètre de fit du modèle.

---

## 1.4 Comparaison du modèle à l'expérience

Le modèle est appliqué à la configuration de la balance de précision pour les contacts entre échantillons Au, AuNi 5%, Rh, Ru 20nm, Ru 10nm et Ru RMT. Mais avant de confronter directement la modélisation à l'expérience en termes de résistance électrique, il peut être intéressant d'analyser dans un premier temps les résultats obtenus pour le seul aspect mécanique du contact.

L'or est d'abord considéré pour illustrer l'évolution du nombre de points de contact en fonction de la force appliquée (Figure 107). Il y a jusqu'à un demi-million d'aspérités en contact sous 4 N, dont la majorité (> 90%) se déforme plastiquement. La proportion plastique / élastique est par ailleurs directement représentée Figure 108, en fonction de la force appliquée et pour l'ensemble des matériaux considérés.



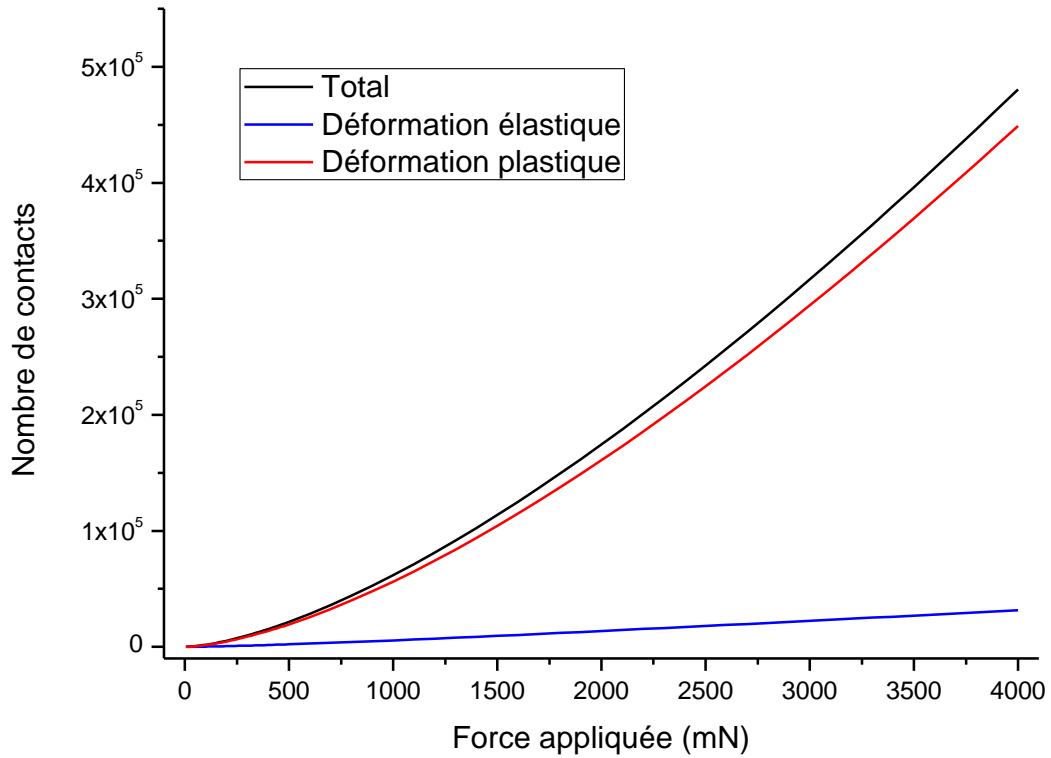


Figure 107 Nombre de contacts prévus par le modèle pour le contact Au / Au en fonction de la charge, selon le type de déformation : élastique, plastique ou la combinaison des deux.

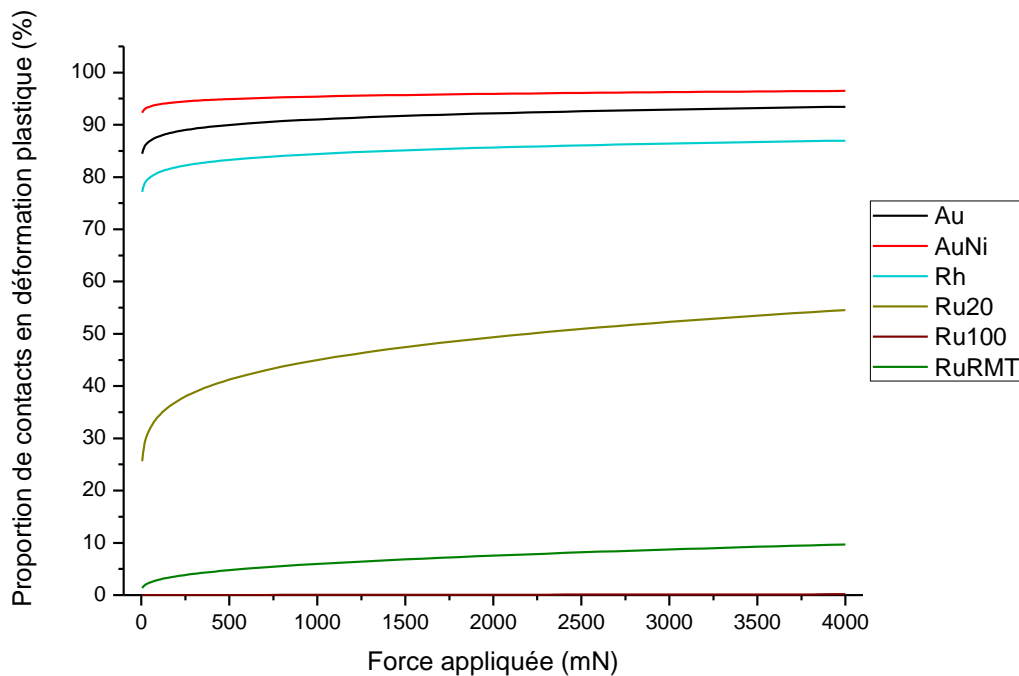


Figure 108 Rapport du nombre de microcontacts en déformation plastique sur le nombre total de points de contact, en fonction de la force de contact, pour chaque type d'échantillon. Le modèle n'autorisant que deux types de déformation, la proportion de microcontacts en déformation élastique est simplement la complémentaire de celle tracée ici.

Sur la figure précédente, il apparaît que ce sont principalement les caractéristiques mécaniques et la taille des aspérités qui déterminent le régime de déformation prépondérant. Ainsi, le ruthénium ayant une dureté bien supérieure, sa limite d'élasticité l'est aussi (chapitre 1 – 3.5.5). Il est donc normal que proportionnellement plus d'aspérités se déforment élastiquement. Quant au rhodium, le faible rayon de courbure de ses aspérités fait qu'elles se plastifient plus facilement. Le constat est similaire pour AuNi, dont les caractéristiques mécaniques mesurées (Tableau 7) sont certes plus élevées que celles de l'or, mais ses aspérités présentent une courbure moyenne presque deux fois inférieure.

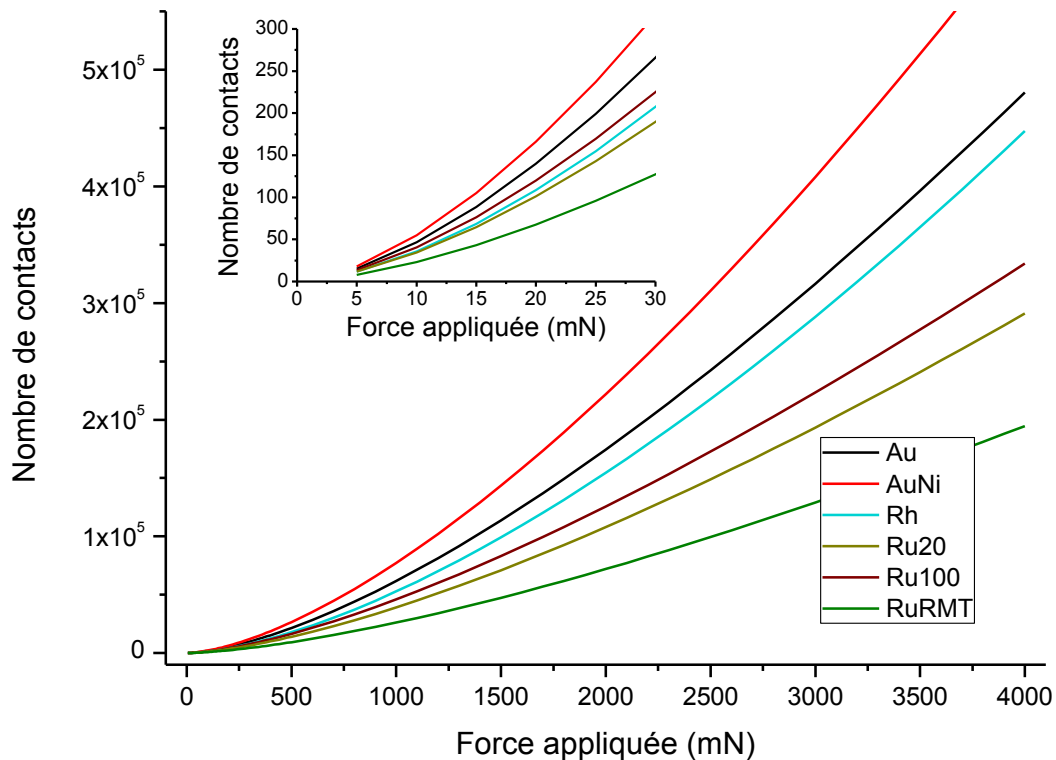


Figure 109 Prédiction du nombre de points de contact en fonction de la force appliquée pour les échantillons étudiés.

Grâce à l'augmentation importante du nombre de points de contact avec la force appliquée (Figure 109), la pression moyenne diminue, si bien que les contacts qui se créent peuvent se déformer suivant le régime élastique (Figure 107). La création de ces nouveaux contacts permet aussi d'expliquer le fait que le rayon de contact moyen augmente très peu avec la force appliquée (Figure 110) : ils viennent compenser l'augmentation du rayon des contacts déjà existants. Étant donné les valeurs très proches des écarts-types des distributions en hauteur des sommets, les positions des courbes correspondent globalement aux densités d'aspérités recensées. Cependant, plus le matériau est « dur », moins les contacts se formeront facilement. D'où les positions des courbes Rh et RuRMT.

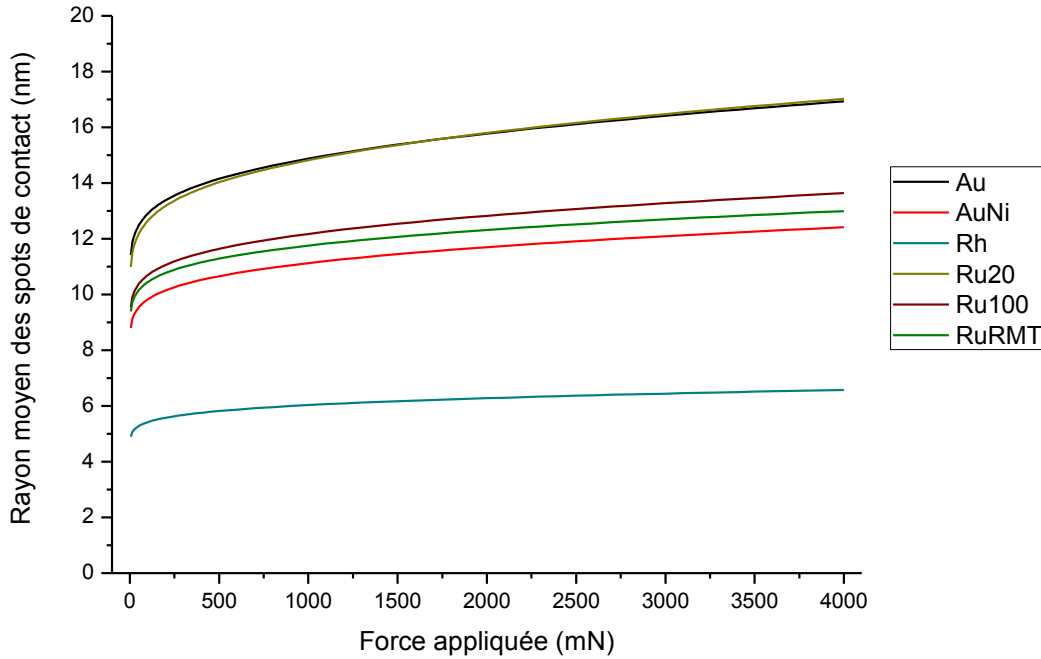


Figure 110 Évolution du rayon de contact moyen en fonction de la force appliquée pour les six échantillons considérés.

Le rayon moyen des spots de contact dépend essentiellement du module d'Young des échantillons. La position des courbes correspond effectivement aux valeurs mesurées expérimentalement (Tableau 7).

Par ailleurs, une évolution linéaire du rapport surface réelle sur surface apparente de contact est constatée (Figure 111). Ce comportement peut être rapproché de la relation linéaire généralement observée dans les modèles statistiques de contact rugueux, qui relie force et aire de contact. De plus, les faibles valeurs du rapport (quelques pour cent) indiquent que la surface de contact réel est véritablement réduite par rapport à la surface apparente pour les forces appliquées. On pourra donc considérer les spots de contact suffisamment éloignés les uns des autres pour négliger leur interaction dans le calcul de la résistance de contact.

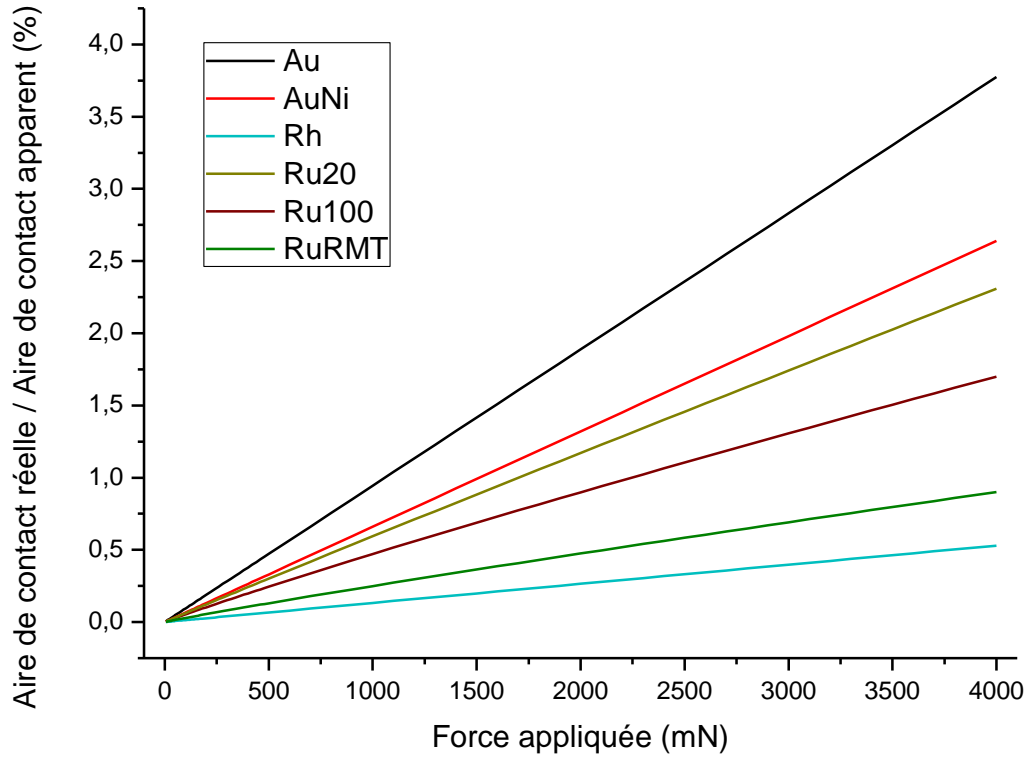


Figure 111 Évolution de la surface de contact réel par rapport à la surface apparente en fonction de la force appliquée.

La confrontation expérience / modélisation ne peut se faire qu'en considérant la résistance électrique, avec d'une part celles mesurées et d'autre part celles calculées comme il a été défini en 1.3. Les résultats pour un courant d'intensité 5 mA sont représentés en fonction de la force, et pour chacun des couples d'échantillons étudiés, sur la Figure 112.

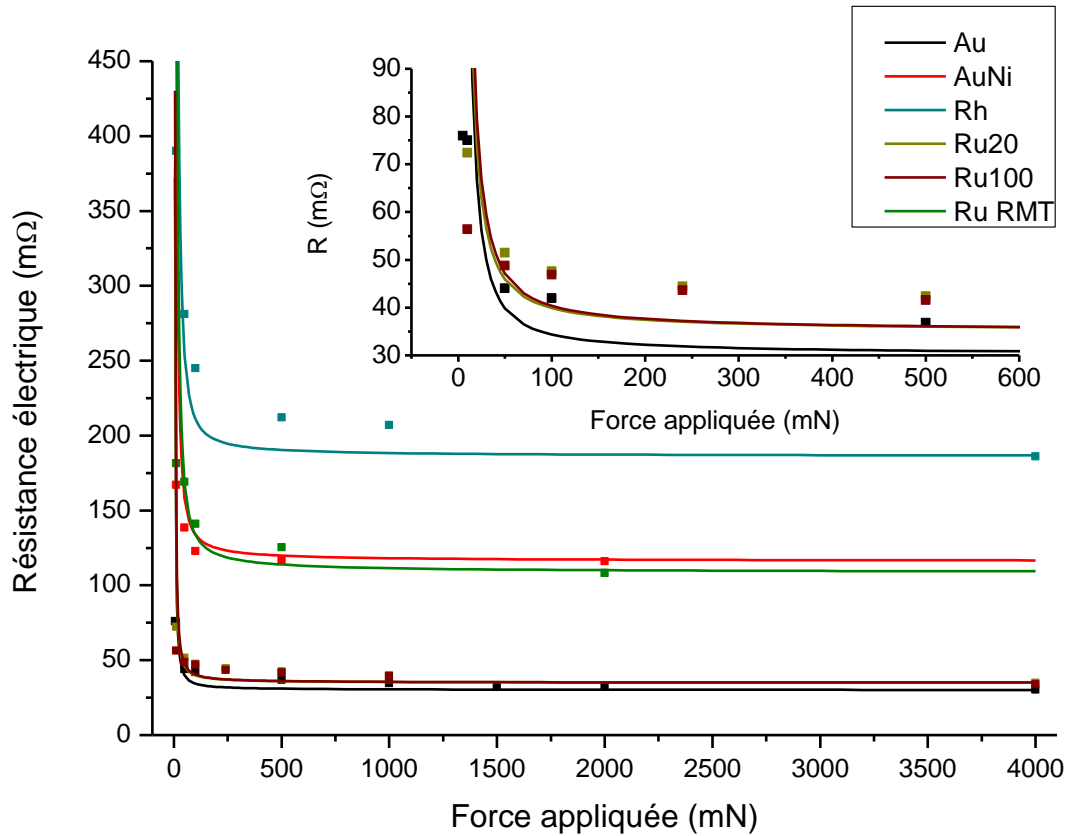


Figure 112 Évolution de la résistance de contact en fonction de la force appliquée pour les six types d'échantillons testés. L'encart correspond à un agrandissement aux faibles forces des courbes de Au, Ru20 et Ru100. Les points expérimentaux, présentés Figure 82, sont comparés aux courbes issues de la modélisation du contact entre barreaux croisés à 5 mA.

En première approche, l'accord entre le modèle et l'expérience est satisfaisant : la forte décroissance de la résistance électrique aux faibles forces est bien présente. La nécessité de prendre en compte la rugosité du contact est ainsi justifiée. Mais il est nécessaire de s'intéresser dans un second temps aux différents domaines des courbes. Ainsi, il est évident que les valeurs coïncident à fortes forces, puisque c'est la valeur expérimentale qui est utilisée pour prendre en compte le « spreading ». On s'attachera donc plus particulièrement à regarder si la forte décroissance de résistance aux faibles forces est bien rendue. C'est effectivement le cas : elle se produit aux forces attendues même si elle est un peu plus accentuée que dans la réalité. Le coude est assez mal modélisé, particulièrement pour Rh où la transition n'est pas assez douce. Dans ce cas précis, la présence d'une couche de contamination est supposée (cf. chapitre 3 – 2.2.1). Or la résistance qui en résulte dépend de l'aire de contact (chapitre 1 – 4.6.2). L'erreur proviendrait donc ici de la non prise en compte de l'évolution avec la force de la résistance due au film contaminant. Mais le modèle sous-estime quand même la résistance en général, sauf pour les courbes AuNi et RuRMT où il y a un décalage dû au fait que la valeur de « spreading » est prise à 2 N au lieu de 4 N pour les autres. Ces courbes comportent ainsi une légère contribution de la résistance de contact. L'hypothèse simplificatrice

d'une résistance surfacique constante pourrait en être la cause : en réalité, le courant passe préférentiellement sur les bords du contact, où les spots sont plus petits. D'où une résistance plus élevée, sous-évaluée par le modèle actuel.

---

## 1.5 Conclusion

Les modèles dérivés de celui de Greenwood & Williamson ont l'avantage d'une relative simplicité de mise en œuvre, en dépit de leurs hypothèses à priori irréalistes (bien que justifiables) comme l'attribution d'un rayon de courbure identique à toutes les aspérités. En réalité, les bons résultats généralement obtenus sont essentiellement dus au rôle de la statistique et de fait, ces modèles ne sont applicables que pour des contacts présentant de nombreux microcontacts. C'est justement le cas de ceux réalisés grâce à la balance de précision, où l'ordre de grandeur de la rugosité est bien inférieur à celui de la courbure des barreaux.

Un modèle simple de contact a donc pu être établi pour une configuration sphère lisse rigide / plan rugueux. La prise en compte de la rugosité à l'échelle microscopique ainsi que de l'influence du film mince sur l'aspect électrique, permet de rendre correctement compte de l'évolution de la résistance de contact mesurée.

Le modèle employé peut encore aisément être amélioré : d'abord par le calcul explicite des résistances, ensuite par la prise en compte des interactions entre aspérités et de l'adhésion. Les interactions sont considérés, dans le cadre des modèles statistiques, par (Zhao and Chang, 2001, Ciavarella et al., 2008). La correction équivaut à une augmentation de la séparation entre les plans moyens par une quantité proportionnelle à la pression nominale, faisant ainsi intervenir un système de résolution itératif. Quant à l'adhésion, une des solutions proposées pour en tenir compte est de remplacer les lois de comportement élastique (4.10) et (4.11) par celles analogues correspondantes aux théories JKR et DMT (Maugis, 2000, Sahoo and Banerjee, 2005a). En général, l'effet de l'interaction entre aspérités sur un chargement adhésif est d'augmenter la force appliquée sur les surfaces (Sahoo and Banerjee, 2005b).

Cependant le modèle présenté ici est déjà utilisable en l'état pour indiquer des tendances ou des voies d'amélioration du contact : par exemple, trouver les paramètres de rugosité qui minimiseraient la résistance de contact pour une configuration donnée (force, géométrie...).

## 2 Modélisation numérique du contact rugueux

---

### Introduction

Bien que les modèles statistiques puissent prédire des tendances importantes concernant l'influence de la rugosité de surface, leur pertinence est très limitée pour un contact de faibles dimensions : le peu d'aspérités en contact ne permet plus d'employer une démarche statistique. La modélisation précédente, appliquée à la configuration du contact électrique réalisé au nanoindenteur n'est plus appropriée. Il est donc nécessaire de développer une autre approche de modélisation.

Grâce à la puissance de calcul informatique actuelle, un profil de surface mesuré peut être numérisé et utilisé directement en simulation numérique, permettant alors de s'affranchir de nombreuses hypothèses simplificatrices. La méthode des éléments finis paraît donc adéquate, mais elle ne peut être considérée comme une modélisation simple du contact. La méthode des éléments de frontière paraît par contre plus adaptée, dans le sens où, comme son nom l'indique, seules les frontières des objets en contact, c'est-à-dire leurs surfaces, interviennent. Elle permet d'utiliser directement le profil de surface mesuré à l'AFM, dont la digitalisation va définir la discrétisation. Le diamètre apparent du contact étant de l'ordre du micron, la fenêtre d'observation AFM standard de quelques microns de côté est alors suffisante. De plus, les interactions élastiques entre les éléments sont prises en compte. Par contre, à notre connaissance, seuls les régimes de déformation élastique et plus rarement plastique peuvent être considérés.

C'est pourquoi un autre modèle a été envisagé. Il partage la même définition de surface que les modèles statistiques en assimilant les aspérités à des calottes sphériques afin de pouvoir utiliser les mêmes lois simples de comportement. Mais la ressemblance s'arrête là. En effet grâce à l'algorithme d'analyse d'image, toutes les aspérités d'un profil de surface donné sont identifiées, par leur position, hauteur et rayon de courbure. La mise en contact peut alors s'effectuer de manière incrémentale et ne fait plus appel au calcul de probabilité, inapplicable lorsque seules quelques aspérités sont en contact.

Dans cette partie, le principe de chacun des deux modèles mécaniques est formulé, dans l'objectif de réunir les deux modélisations d'une manière que nous détaillerons en fin de partie.

## 2.2 Méthode des éléments de frontière (BEM)

### 2.2.1 Étude bibliographique

La modélisation par éléments finis est souvent mal adaptée aux calculs de contact rugueux tridimensionnel, principalement à cause de temps de calcul encore trop conséquents. Il est pourtant essentiel de disposer d'un modèle qui puisse être utilisé avec des mesures topographiques 3D de haute résolution.

Le « boundary element model » (BEM), qu'on pourrait traduire par méthode des éléments de frontière, est bien plus rapide et économe en mémoire que la méthode des éléments finis et semble par conséquent plus adapté au problème. À partir d'un maillage de surface, les calculs sont effectués, mais uniquement pour les déformations de la grille surfacique. Il se distingue donc de la méthode éléments finis traditionnelle, où la déformation volumique du matériau est aussi modélisée. De plus, le maillage FEM de surfaces très rugueuses contient des éléments géométriquement dégénérés qui affectent la précision de la solution (Tasan, 2005).

Le BEM est donc un modèle numérique permettant de simuler le contact normal élastique entre surfaces rugueuses. Les surfaces mesurées par AFM peuvent être utilisées directement, sans les approximations inhérentes aux « summit models », afin de calculer les déformations et pressions de contact des éléments de surface. Les bases du modèle sont bien expliquées dans les publications suivantes : (Sayles, 1996, Bhushan, 1998, Allwood, 2005) et résumées ci-après.

Il existe une convention de modélisation généralement adoptée, dans laquelle le profil de surface avant contact est échantillonné aux centres d'éléments dans une grille régulière rectangulaire, et la relation force – déplacement de la surface est caractérisée par la fonction d'influence de Boussinesq (définie dans la suite). En utilisant ces deux conventions, le problème de contact rugueux peut être exprimé simplement. Le principe est d'abord exposé en deux dimensions avant d'être étendu à la 3D.

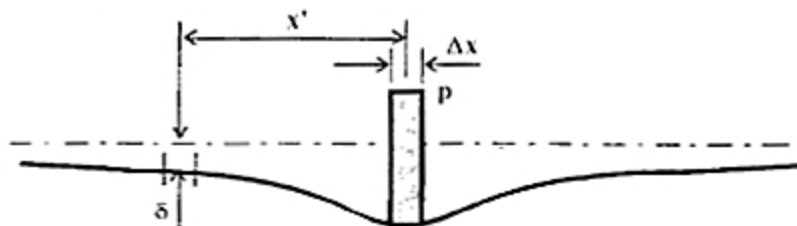


Figure 113 Nomenclature utilisée pour définir le déplacement élastique d'une surface due à un chargement linéaire de pression élémentaire uniforme (Sayles, 1996).

Suivant la configuration de la Figure 113, le déplacement vertical relatif du demi-espace  $\delta$  est relié à l'amplitude de l'élément de pression  $p$ , sa taille  $\Delta x$  (résolution de la discrétisation) et à la distance  $x'$  du point d'application de la pression. Avec l'utilisation de profils de rugosité numérisée, il est pratique de fixer la largeur de l'élément de pression  $\Delta x$  égale à l'intervalle d'échantillonnage du profil, en par-



ticulier pour de très petits intervalles, comme c'est généralement le cas avec les mesures de rugosité AFM.

Si plusieurs éléments sont en contact,  $\delta_i$  est le déplacement en surface de l'élément  $i$  due à la pression  $p_j$  appliquée sur l'élément  $j$ , tel que :

$$\delta_i = C_{ij} p_j \quad (4.46)$$

où  $C_{ij}$  est le coefficient d'influence, représentant l'incrément du déplacement en  $x_i$  dû à la pression élémentaire sur  $j$ , c.-à-d. à une distance  $x'$  de  $x_i$ . Pour illustration, le système complet de cinq éléments en contact, représentés Figure 114, correspond à :

$$\begin{aligned} \sum \delta_1 &= C_{11} p_1 + C_{12} p_2 + C_{13} p_3 + C_{14} p_4 + C_{15} p_5 \\ \sum \delta_2 &= C_{21} p_1 + C_{22} p_2 + C_{23} p_3 + C_{24} p_4 + C_{25} p_5 \\ \sum \delta_3 &= C_{31} p_1 + C_{32} p_2 + C_{33} p_3 + C_{34} p_4 + C_{35} p_5 \\ \sum \delta_4 &= C_{41} p_1 + C_{42} p_2 + C_{43} p_3 + C_{44} p_4 + C_{45} p_5 \\ \sum \delta_5 &= C_{51} p_1 + C_{52} p_2 + C_{53} p_3 + C_{54} p_4 + C_{55} p_5 \end{aligned} \quad (4.47)$$

Il doit de plus satisfaire à quelques conditions évidentes pour arriver à un ensemble de valeurs  $p_j$  : dans les régions où la rugosité crée des trous dans l'interface du contact, les contraintes normales (les valeurs de  $p_j$ ) doivent valoir 0, et là où les contacts se produisent (dans le reste de l'interface), les valeurs de  $p_j$  doivent être positives, et ainsi représenter seulement les contraintes compressives. Soit pour une force appliquée  $F_0$  :

$$F_0 = \int p dx = \sum p_i \Delta x \quad (4.48)$$

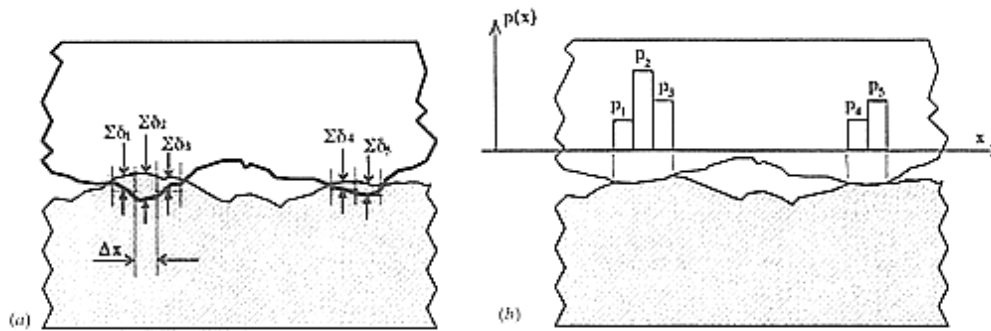


Figure 114 (a) Mise en contact de surfaces non déformées et déplacements. (b) Géométrie du contact élastique résultant et éléments de pressions correspondants (Sayles, 1996).

En 3D, le domaine du problème est une grille régulière 2D avec des éléments de taille  $a_x * a_y$ , au nombre de  $N = M_x * M_y$  (Figure 115). La séparation initiale des corps (au centre de chaque élément) est  $\mathbf{h} = h_{ij}$  et la distribution de pression  $\mathbf{p} = p_{ij}$ . Cette dernière provoque un déplacement mutuel  $\mathbf{u} = u_{ij}$  et la séparation résultante est  $\mathbf{g} = g_{ij}$ . La force scalaire  $F_0$  qui provoque le contact est en équilibre avec la distribution de pressions interfaciales (4.55) et l'approche mutuelle scalaire des corps correspondante est  $u_0$ .

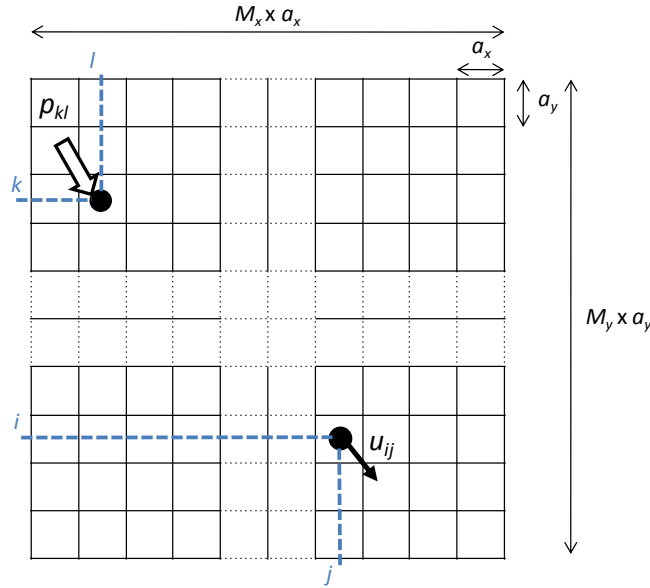


Figure 115 Chargement ponctuel sur la surface de contact discrétisée. Le déplacement en  $ij$  est influencé par la pression agissant sur  $kl$ .

Soit  $I_c$  l'ensemble des points en contact,  $I_n$  est l'ensemble des autres points (non en contact). La résolution du problème revient à trouver les membres de ces deux ensembles, ainsi que les pressions correspondantes, de manière à ce que :

$$\forall (i, j) \in I_c : g_{ij} = 0 \quad p_{ij} \geq 0 \quad (4.49)$$

$$\forall (i, j) \in I_n : g_{ij} \geq 0 \quad p_{ij} = 0 \quad (4.50)$$

où la séparation est calculée par :

$$g_{ij} = h_{ij} + u_{ij} - u_0 \quad (4.51)$$

ou, sous forme matricielle :

$$\mathbf{g} = \mathbf{h} + \mathbf{u} - u_0 \quad (4.52)$$

avec

$$u_{ij} = \sum_{(k,l) \in I_c} K_{M_x+k-i, M_y+l-j} \times p_{kl} \quad (4.53)$$

ou, pour l'ensemble des points :

$$\mathbf{u} = \mathbf{A}\mathbf{p} \quad (4.54)$$

et l'équation d'équilibre :

$$a_x a_y \sum_{(i,j) \in I_c} p_{ij} = F_0 \quad (4.55)$$

ou :

$$\mathbf{q}^t \mathbf{p} = F_0 \quad (4.56)$$

avec  $\mathbf{q}$  vecteur unitaire.

La fonction d'influence utilisée pour relier la pression  $p$  au déplacement de la surface  $u$  fait appel à la théorie du potentiel de Boussinesq et Cerruti. Le déplacement normal à la surface en un point surfacique quelconque  $ij$  s'exprime en fonction des charges appliquées sur les autres points de la surface :

$$(\bar{u}_z)_{ij} = \frac{1}{\pi E'} \iint_{\Omega} \frac{p(x, y) dx dy}{\sqrt{(x_i - x)^2 + (y_j - y)^2}} \quad (4.57)$$

où  $\Omega$  est le domaine de la surface sur lequel agit la force.

L'utilisation d'une grille discrète pour décrire la surface nécessite de faire l'hypothèse que chaque élément de la grille est soit entièrement en contact soit pas du tout. Il est donc nécessaire de disposer d'un maillage suffisamment fin. Dans ce cas, la pression de contact en chaque élément peut être traitée comme constante, d'où :

$$(\bar{u}_z)_{ij} = \frac{1}{\pi E'} \sum_{(k,l) \in I_c} \left\{ \iint_{\Omega_{kl}} \frac{dx dy}{\sqrt{(x_i - x)^2 + (y_j - y)^2}} \right\} p_{kl} \quad (4.58)$$

Cette écriture équivaut à l'équation (4.53). Elle a été dérivée par Love pour obtenir les coefficients de la matrice d'influence. Ainsi, pour un déplacement à l'emplacement  $(i, j)$  dû à la pression agissant en  $(k, l)$  comme illustré Figure 115, on aura :

$$K_{M_x+k-i, M_y+l-j} = \frac{1}{\pi E^*} \left[ \begin{array}{l} x_1 \ln \left( \frac{y_1 + \sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{y_2 + \sqrt{x_1^2 + y_1^2}} \right) + y_1 \ln \left( \frac{x_1 + \sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{x_2 + \sqrt{x_2^2 + y_1^2}} \right) \\ + x_2 \ln \left( \frac{y_2 + \sqrt{x_2^2 + y_2^2}}{y_1 + \sqrt{x_2^2 + y_1^2}} \right) + y_2 \ln \left( \frac{x_2 + \sqrt{x_2^2 + y_2^2}}{x_1 + \sqrt{x_1^2 + y_2^2}} \right) \end{array} \right] \quad (4.59)$$

où

$$x_1 = a_x \left( k - i + \frac{1}{2} \right), \quad x_2 = a_x \left( k - i - \frac{1}{2} \right), \quad -(M_x - 1) \leq (k - i) \leq (M_x - 1)$$

et

$$y_1 = a_y \left( l - j + \frac{1}{2} \right), \quad y_2 = a_y \left( l - j - \frac{1}{2} \right), \quad -(M_y - 1) \leq (l - j) \leq (M_y - 1)$$

Les indices de  $\mathbf{K}$  sont ici décalés pour faciliter l'implémentation de l'algorithme.

Les équations (4.49) à (4.59) constituent la formulation généralement acceptée du problème de contact rugueux, qui peut être reformulée de manière plus compacte :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_{cc} & \mathbf{A}_{cn} & \mathbf{q}_c \\ \mathbf{A}_{cn}^t & \mathbf{A}_{nn} & \mathbf{q}_n \\ \mathbf{q}_c^t & \mathbf{q}_n^t & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{p}_c \\ 0 \\ -u_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\mathbf{h}_c \\ \mathbf{g}_n - \mathbf{h}_n \\ \frac{F_0}{a_x a_y} \end{pmatrix} \quad (4.60)$$

La matrice de raideur  $\mathbf{A}$  est alors formée par réorganisation répétée de la fonction d'influence  $\mathbf{K}$  en vecteurs colonnes.  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{h}$  et  $\mathbf{g}$  sont transformés en vecteurs.  $\mathbf{q}$  correspond toujours aux vecteurs unitaires, et d'après les conditions de complémentarité (4.49) et (4.50),  $\mathbf{g}_c = \mathbf{p}_n = 0$ .

La méthode de résolution directe requiert de résoudre le système (4.60) pour trouver  $\mathbf{p}_c$  et  $\mathbf{g}_n$ . Si tous les éléments des deux vecteurs sont positifs ou nuls, la

solution est trouvée. Dans le cas contraire, les éléments avec une pression négative sont exclus de l'ensemble des points contact  $I_c$  tandis que ceux avec une séparation nulle y sont insérés. Le système est alors à nouveau résolu. Or cette méthode nécessite d'inverser à chaque itération la matrice d'influence dont la taille (égale au carré du nombre d'éléments en contact) peut très vite poser problème.

C'est pourquoi, d'autres approches ont été développées, utilisant par exemple des factorisations de matrice ou des transformées de Fourier. Citons aussi la méthode du gradient conjugué ou l'approche variationnelle qui consiste à minimiser l'énergie de contrainte élastique (Allwood, 2005). Mais le modèle retenu dans cette étude est le modèle incrémental d'Allwood (Allwood and Ciftci, 2005). Il propose une approche alternative, physiquement plus réaliste : les corps sont mis en contact progressivement de manière à prédire l'emplacement du prochain point à être en contact et l'incrément de force nécessaire pour cela. De plus, l'historique complet de chargement est connu, et ainsi, la solution pour une autre valeur de force donnée (inférieure) peut être obtenue sans calcul supplémentaire. Cet algorithme permet aussi d'assurer une meilleure convergence.

Soit  $F_0$  la charge finale appliquée, et  $F^{(n)}$  la charge requise pour que  $n$  éléments de la grille entrent en contact, telle que :  $0 < F^{(n)} \leq F_0$ . L'équation (4.60) devient :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_{cc}^{(n)} & \mathbf{A}_{cn}^{(n)} & \mathbf{q}_c^{(n)} \\ \mathbf{A}_{cn}^{(n)f} & \mathbf{A}_{nn}^{(n)} & \mathbf{q}_n^{(n)} \\ \mathbf{q}_c^{(n)f} & \mathbf{q}_n^{(n)f} & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{p}_c^{(n)} \\ 0 \\ -\mathbf{u}^{(n)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\mathbf{h}_c^{(n)} \\ \mathbf{g}_n^{(n)} - \mathbf{h}_n^{(n)} \\ \frac{F^{(n)}}{a_x a_y} \end{pmatrix} \quad (4.61)$$

Il s'agit donc du système associé au  $n^{\text{ième}}$  incrément de force, qui doit de plus toujours satisfaire aux conditions (4.49) et (4.50).

Si la force appliquée est incrémentée de  $\Delta F$  et qu'aucun changement n'intervient dans les conditions du contact, les incréments résultants de déplacement, de pression de contact et de séparation sont :

$$\Delta u = \frac{\Delta F}{\left( a_x a_y \mathbf{q}_c^{(n)f} \mathbf{A}_{cc}^{(n-1)} \mathbf{q}_c^{(n)} \right)} \quad (4.62)$$

$$\Delta \mathbf{p}_c = \frac{\Delta F \left( \mathbf{A}_{cc}^{(n-1)} \mathbf{q}_c^{(n)} \right)}{\left( a_x a_y \mathbf{q}_c^{(n)f} \mathbf{A}_{cc}^{(n-1)} \mathbf{q}_c^{(n)} \right)} \quad (4.63)$$

$$\Delta \mathbf{g}_n = \frac{\Delta F \left( \mathbf{A}_{cn}^{(n)f} \mathbf{A}_{cc}^{(n-1)} \mathbf{q}_c^{(n)} - \mathbf{q}_n^{(n)} \right)}{\left( a_x a_y \mathbf{q}_c^{(n)f} \mathbf{A}_{cc}^{(n-1)} \mathbf{q}_c^{(n)} \right)} = \Delta F \Delta \tilde{\mathbf{g}}_n \quad (4.64)$$

Comme l'application de force est croissante ( $\Delta F \geq 0$ ), chaque membre de  $I_c$  ne le quittera plus. Les calculs sont alors simplifiés car il ne peut plus y avoir de pression négative (en violation avec les conditions de complémentarité (4.49) et (4.50)). Les équations (4.62) à (4.64) restent valables jusqu'à ce qu'un nouvel élément entre dans l'ensemble de contact  $I_c$  (c.-à-d. dès que la séparation s'annule en un point). Ce dernier est identifié grâce à l'équation suivante :

$$\min_{(i,j) \in I_n} \Delta F = \frac{-g_{n(i,j)}}{\Delta \tilde{\mathbf{g}}_{n(i,j)}} \quad (4.65)$$

Il correspond au point pour lequel l'incrément de force requis pour annuler la séparation est minimal :  $\Delta F_{\min}$ . L'incrémentation des différentes grandeurs s'effectue ensuite en remplaçant  $\Delta F$  par  $\Delta F_{\min}$  dans les équations (4.62), (4.63) et (4.64) :

$$\mathbf{F}^{(n+1)} = \mathbf{F}^{(n)} + \Delta F_{\min} \quad (4.66)$$

$$\mathbf{u}^{(n+1)} = \mathbf{u}^{(n)} + \Delta \mathbf{u} \quad (4.67)$$

$$\mathbf{p}_c^{(n+1)} = \mathbf{p}_c^{(n)} + \Delta \mathbf{p}_c \quad (4.68)$$

$$\mathbf{g}_n^{(n+1)} = \mathbf{g}_n^{(n)} + \Delta F_{\min} \Delta \tilde{\mathbf{g}}_n \quad (4.69)$$

L'élément identifié  $(i, j)$  doit maintenant être transféré de l'ensemble des éléments non en contact  $I_n$  à ceux en contact  $I_c$ , sans oublier de l'ôter de  $\mathbf{g}_n$  et d'ajouter une pression nulle (initialisation) à  $\mathbf{p}_c$ . Enfin, la matrice de raideur des éléments en contact  $\mathbf{A}_{cc}$  doit être mise à jour :

$$\mathbf{A}_{cc}^{(n+1)} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{cc}^{(n)} & \mathbf{a}_{ij} \\ \mathbf{a}_{ij}^t & \alpha \end{bmatrix} \quad (4.70)$$

où  $\alpha$  est la valeur maximale de la fonction d'influence  $K$  et  $\mathbf{a}_{ij}$  la colonne de  $\mathbf{A}_{cn}^{(n)}$  correspondant à l'élément  $(i, j)$ . Par ailleurs, en vue de réduire l'espace de stockage et le temps de calcul, une technique de grille mouvante est utilisée :  $\mathbf{A}$  n'est jamais calculée, car les coefficients sont obtenus directement à partir de  $\mathbf{K}$  qui constitue la surface de calcul, dont la taille n'est que le double de la grille initiale (Tasan, 2005). L'algorithme de contact utilisé est présenté Figure 116.

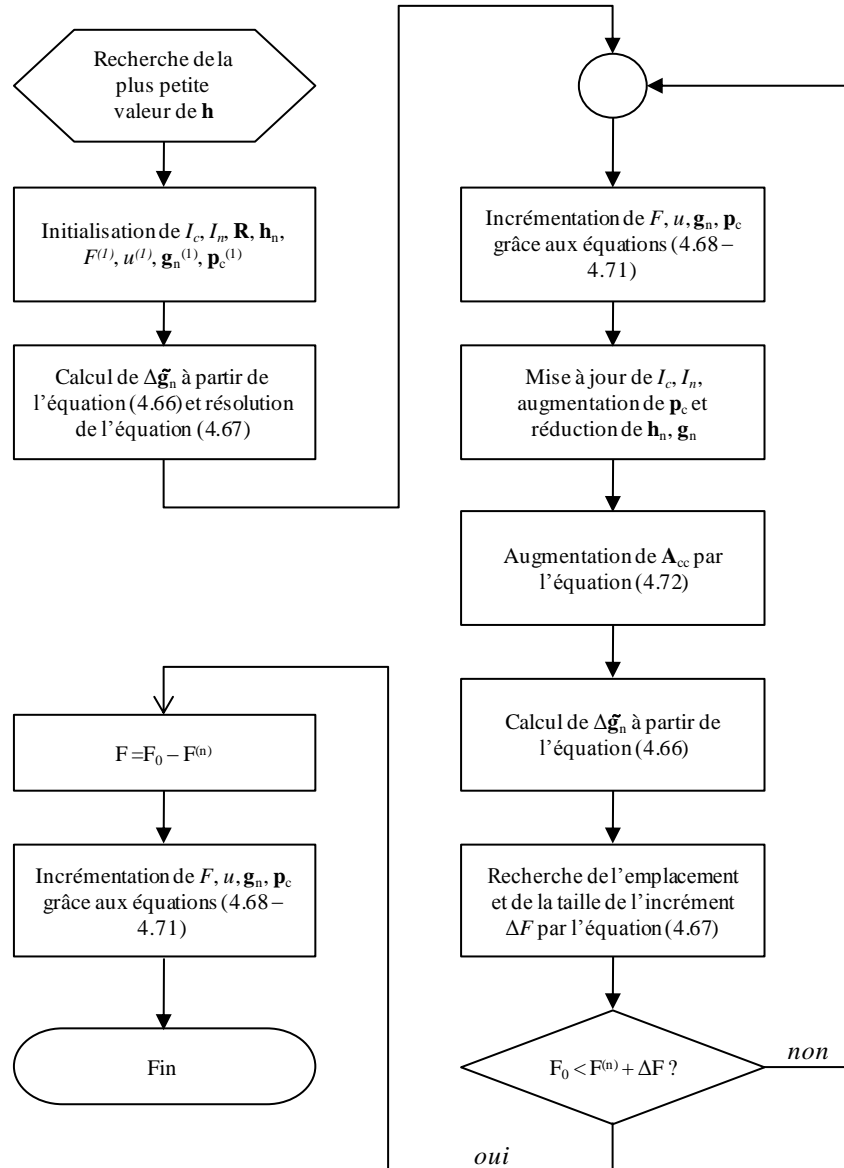


Figure 116 Organigramme de l'algorithme incrémental de calcul numérique du contact mécanique rugueux (Allwood and Ciftci, 2005).

Le modèle exposé ne prend en compte que les déformations élastiques, mais il est possible d'y intégrer le régime plastique. Celui-ci est atteint pour  $p_m = 2,8\sigma_y = H$  (chapitre 1 – 3.2.2, p. 39), que les pressions ne peuvent dépasser. Il convient donc de séparer, dans les équations, les termes plastiques et élastiques. La mise en équation est la suivante (Poulain, 1996) :

$$\begin{cases} \sum_{e \neq p} K_{ie} p_e + \sum_{p \neq e} K_{ip} p_p + h_i - u_0 = 0 \\ \sum_{e \neq p} p_e + \sum_{p \neq e} p_p = \frac{F_0}{a_x a_y} \end{cases} \quad (4.71)$$

où  $p$  est l'indice identifiant les points plastiques et  $e$  les points élastiques. Si tous les points se déforment plastiquement, le nombre de points en contact vaut alors à cause de la limitation en pression :

$$n_p = \frac{F_0}{Ha_x a_y} \quad (4.72)$$

L'approche classique est de résoudre d'abord entièrement le problème élastique, puis de le corriger itérativement : si la pression calculée sur un élément de grille dépasse la valeur  $H$ , alors la forme de la surface initiale non déformée est modifiée par une réduction en hauteur à ce point spécifique. Les équations élastiques sont à nouveau résolues pour la nouvelle forme et l'algorithme continue jusqu'à ce qu'une convergence soit obtenue, sans aucune pression locale supérieure à la dureté. Or ceci peut mener à de multiples solutions, alors que l'approche incrémentale permet de converger de manière sûre vers une solution unique. Mais la prise en compte de la plasticité est loin d'être triviale ; nous y reviendrons dans le paragraphe suivant.

## 2.2.2 Implémentation du modèle

La programmation de l'algorithme incrémental s'est faite sous Scilab (Consortium Scilab (DIGITEO), 2009), sans trop de difficultés, en particulier grâce à la description détaillée qui en est faite dans (Allwood and Ciftci, 2005) et à l'aide appréciable de l'auteur qui a accepté de nous aider sur les obstacles rencontrés. Le code correspondant est donné en Annexe 4. Il a été vérifié sur un contact sphère / plan lisse où les valeurs prévues par la théorie de Hertz sont bien retrouvées (Figure 117).

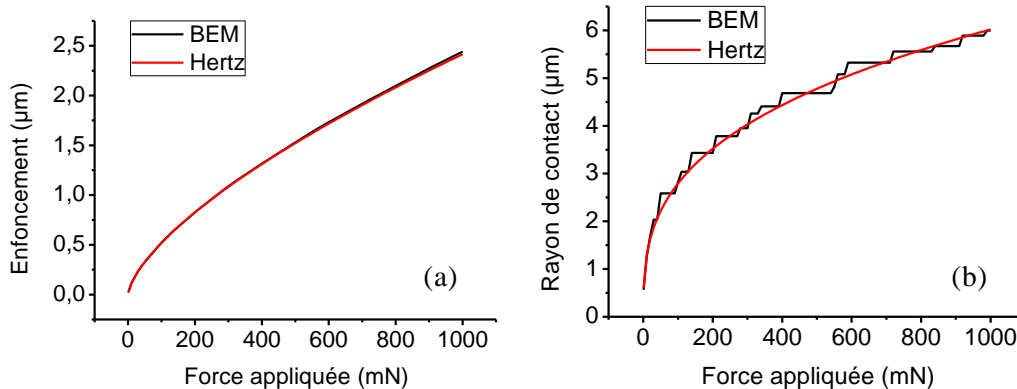


Figure 117 Comparaison des évolutions de l'enfoncement (a) et du rayon (b) en fonction de la force appliquée, d'un contact entre une sphère lisse rigide de rayon  $15 \mu\text{m}$  et un plan déformable, prévues par la théorie de Hertz et par l'algorithme incrémental de type BEM. La grille de résolution de ce dernier comporte  $51 \times 51$  éléments, d'où le crénelage important de la courbe du rayon de contact. Ce dernier est en effet calculé à partir de la surface de contact, formée par la somme des aires des éléments en contact.

Les déformations considérées sont en effet uniquement élastiques, car la prise en compte du régime plastique n'a pas pu être implémentée : les pistes données dans la publication impliquent une microdureté évoluant avec l'enfoncement (écrouissage) et qui entraîne un système non linéaire. De plus, il faut séparer les éléments en déformation élastique de ceux en déformation plastique en les classant dans deux ensembles distincts. Si la difficulté supplémentaire provoquée par le pas-

sage d'un élément de l'ensemble élastique vers l'ensemble plastique (plastification) a pu être résolue grâce aux algorithmes décrits dans (Dongarra et al., 1979), d'autres complications peuvent intervenir, en particulier lorsque l'ensemble élastique se retrouve vide. Plusieurs solutions ont été essayées, mais sans succès.

Cependant, l'inconvénient majeur du modèle reste la limitation du nombre d'éléments en contact qu'il peut gérer : la matrice  $\mathbf{A}_{cc}$ , dont la taille égale le nombre de points en contact, doit être inversée à chaque incrément, impliquant un coût en temps de calcul et en mémoire de plus en plus important. En pratique, la factorisation de Cholesky permet de réduire ce coût de moitié, mais même dans ce cas, les itérations mettent beaucoup plus de temps à se réaliser dès 1500 éléments en contacts pour finalement s'interrompre vers 2000, et ce, sur un ordinateur de calcul récent. Or les images AFM utilisées font 512 pixels de côté, soit plus de 200000 éléments à potentiellement prendre en compte. De plus, étant donné le faible écart de hauteur entre eux (de l'ordre du nm), la majorité devra être en contact pour atteindre les forces désirées (jusqu'à 1 mN). Ainsi, la convergence n'a pu être obtenue jusqu'à présent que sur des portions d'images (de 50\*50 éléments par exemple – Figure 118). L'augmentation de l'intervalle d'échantillonnage des mesures AFM d'un facteur 10 serait une solution, mais dans ce cas les aspérités ne seraient pas suffisamment bien définies.



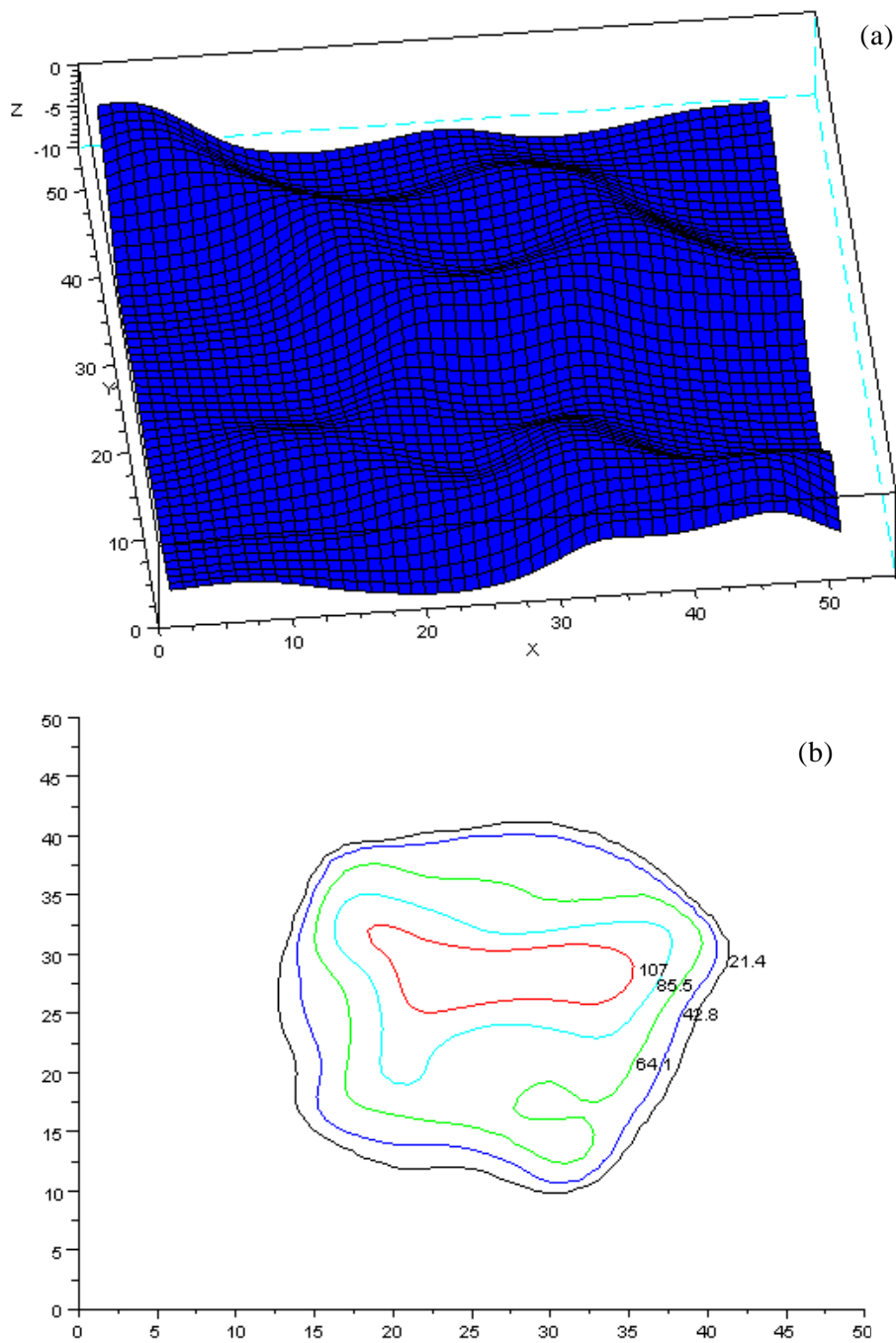


Figure 118 Illustration de principe entre un plan rugueux déformable et une sphère lisse rigide de rayon  $25\ \mu\text{m}$ . La surface considérée (a) correspond à une portion d'image AFM d'or ( $51 \times 51$  éléments de  $5\ \text{nm}$  de côté). (b) correspond aux courbes isopressions (MPa) à l'interface de ce contact pour une force appliquée de  $50\ \mu\text{N}$ .

## 2.3 Approche discrète des modèles « Asperity-based »

Un autre modèle est conçu pour prendre en compte moins d'éléments en contact. Il a pour origine la description des surfaces de contact utilisée dans les modèles de contact statistique ; c'est-à-dire un plan lisse sur lequel sont disposées les aspérités, assimilées à des calottes sphériques. Il n'y a cependant pas d'hypothèses simplificatrices supplémentaires, car chaque aspérité conserve son rayon de courbure propre et est positionnée sur la surface d'après les coordonnées  $(x, y, z)$  de son sommet. Ceci est rendu possible par le programme d'analyse d'image qui permet d'identifier précisément toutes les aspérités sur une image AFM donnée. Ainsi, la configuration de la Figure 99 est toujours valable – à l'exception du rayon de courbure identique – et c'est donc la densité d'aspérités qui va fixer le nombre d'objets à considérer pour le contact.

Par ailleurs, une telle description de surface a pour avantage de pouvoir facilement implémenter différents régimes de déformation : les lois de comportement employées par les modèles statistiques sont ainsi exploitables (cf. 1.2.11) ; l'objectif étant à terme d'intégrer une loi de comportement viscoplastique pour tenir compte du fluage des aspérités.

Pour cette première approche, le contact est réalisé entre une surface rugueuse définie comme ci-dessus et un plan (ou une sphère) lisse rigide. Le cas du contact rugueux / rugueux n'a pas encore été abordé. La mise en contact s'effectue de manière incrémentale et ne fait plus appel au principe de probabilité. Un incrément consiste simplement à rechercher l'aspérité la plus haute non encore en contact et à effectuer un déplacement du plan lisse afin de s'y positionner (sans la toucher). Pour chaque aspérité en contact, cette valeur de déplacement est additionnée à la précédente et correspond à l'enfoncement global. Les lois de comportement peuvent alors être utilisées pour estimer la force locale sur une aspérité ainsi que son aire de contact. L'algorithme s'achève lorsque la somme des forces sur les aspérités égale la force visée. L'organigramme est présenté Figure 119 et le code donné en Annexe 5.

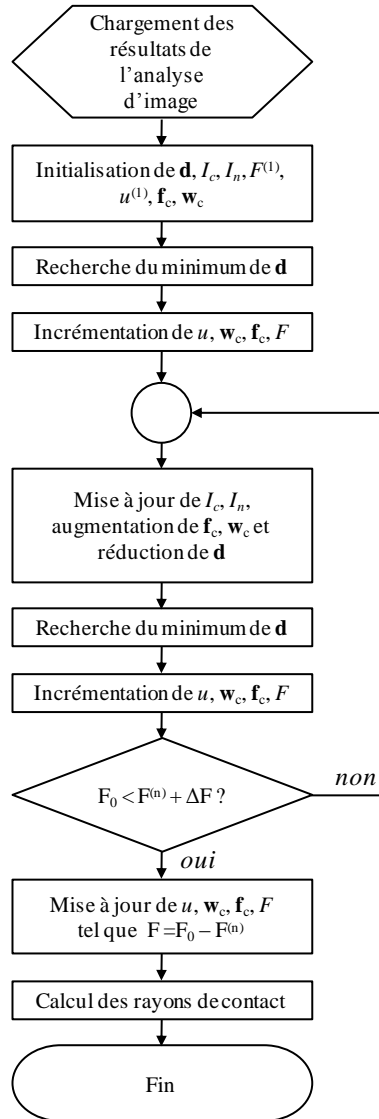


Figure 119 Organigramme de l'approche discrète des modèles « Asperity-based ».  $\mathbf{d}$  est le vecteur séparation des aspérités non en contact,  $\mathbf{f}_c$  et  $\mathbf{w}_c$  sont les vecteurs contenant respectivement les forces et les enfoncements des aspérités en contact. Les autres notations sont communes au modèle BEM.

Le modèle apparaît donc idéal, avec relativement peu d'éléments à considérer et la possibilité de faire appel à des lois de comportement évoluées. Cependant, les interactions élastiques entre aspérités ne sont pas encore prises en compte.

Quelques calculs illustratifs ont néanmoins été réalisés en considérant le contact entre une surface rugueuse d'or (celle présentée au chapitre 3 – 1.8) et une sphère lisse rigide de courbure 25  $\mu\text{m}$ . Les lois de comportements utilisées correspondent à celles des modèles statistiques GW, CEB et ZMC (cf. 1.2.12), pour des forces correspondantes aux micro-relais (jusqu'à 5 mN). Ainsi, l'évolution du nombre d'aspérités en contact pour chacun de ces 3 cas est représentée Figure 120. Les valeurs calculées sont très faibles, ce qui confirme l'intérêt de ce modèle par rapport à un modèle statistique qui n'est valable que pour un grand nombre de points de contact.

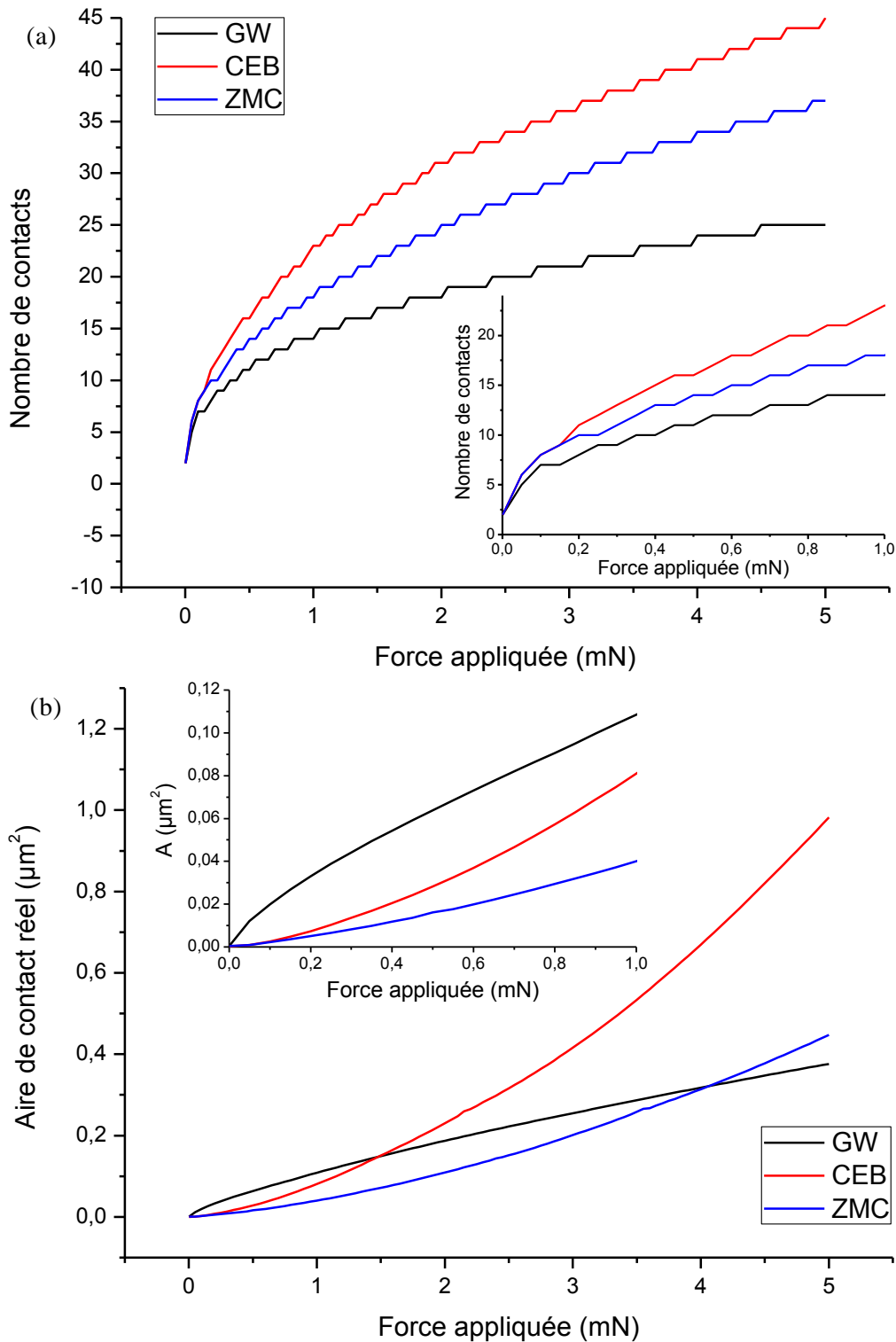


Figure 120 (a) Évolution du nombre de contacts en fonction de la force appliquée pour un contact Au / Au entre une sphère lisse de rayon 25 μm et une surface d'or rugueuse. (b) Évolution de l'aire de contact réel en fonction de la force appliquée pour la même configuration. Les encarts correspondent à l'agrandissement des courbes aux forces appliquées dans le dispositif impliquant le nanoindenteur.

Le nombre de contacts prévus par la modélisation élastique – plastique (CEB) est supérieur à celui obtenu en ne considérant que les déformations élastiques (GW). En effet, pour un déplacement donné, le nombre de contacts sera le même dans les 3 cas (GW, CEB et ZMC). Or à enfoncement imposé, la pression est plus importante en déformation élastique et le nombre d'aspérités en contact, nécessaire pour atteindre la force visée, sera donc plus faible. La prise en compte d'un état de déformation intermédiaire (ZMC) aboutit à considérer, pour un enfoncement donné, des contraintes elles aussi intermédiaires. C'est pourquoi la courbe correspondante est encadrée par les deux autres.

L'application de ce modèle permet ainsi d'identifier avec précision la taille et la position de chaque spot de contact, si bien que l'application de la formule de Greenwood (1.39) est rendue possible pour calculer la résistance électrique d'interface. Elle permet de prendre en compte des microstrinctions d'aires différentes et réparties de façon non homogène sur la surface de contact, mais nécessite de calculer la matrice des distances euclidiennes pour obtenir les distances entre les centres de chaque contact. Le code détaillé correspondant est donné à la fin de l'Annexe 4. Quant aux contributions résistives dues au film mince, le « crowding » peut ici être négligé puisque le diamètre du contact apparent est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur du film mince et le « spreading », qui existe toujours même en configuration de mesure 4 fils, sera approximé, de la même manière que pour les modèles statistiques, à la valeur de  $R_{\square}$  mesurée.

Le calcul électrique permet alors de constater que, malgré les écarts observés (Figure 120), l'utilisation de lois de comportements différentes n'a que peu d'influence sur l'évolution de la résistance électrique avec la force appliquée (Figure 121). En particulier, elles impliquent dans tous les cas des valeurs de résistances calculées, dans la gamme 100  $\mu\text{N}$  – 1 mN, comparables aux valeurs expérimentales obtenues au nanoindenteur, après fluage (Figure 90).

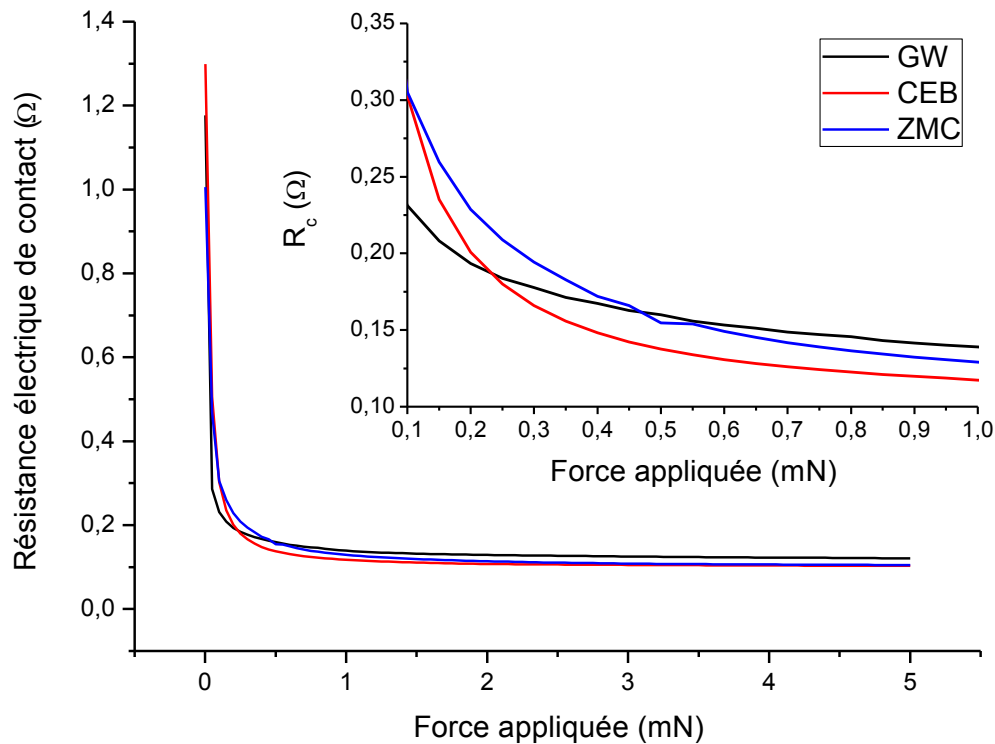


Figure 121 Évolution de la résistance de contact en fonction de la force appliquée. Les valeurs sont calculées grâce à la formule de Greenwood (cf. 2.5), additionnée de  $R_{\square}$ . L'encart correspond à un agrandissement des courbes pour les forces appliquées avec le nanoindenteur lors des mesures électriques (chapitre 3 – 3)

## 2.4 Amélioration du modèle par la prise en compte des interactions entre aspérités

La prise en compte des interactions entre aspérités peut se faire en utilisant la théorie du potentiel de Boussinesq et Cerruti (cf. 2.2.1). Le déplacement normal à la surface  $u$  d'une aspérité quelconque  $i$  s'exprime en fonction des forces appliquées  $f$  sur les autres aspérités de la surface, soit :

$$u_i = \sum_{\substack{j \in I_c \\ j \neq i}} K_j \times f_j + w_i(R, f_i) \quad (4.73)$$

où  $I_c$  est l'ensemble des aspérités en contact,  $K$  la fonction d'influence et  $w_i$  l'enfoncement prévu par la loi de comportement considérée pour l'aspérité  $i$  de rayon  $R$ , soumise localement à une force  $f_i$ . L'expression de l'enfoncement en fonction de la force appliquée est obtenue par un réarrangement des expressions présentées en 1.2.12, sans oublier, dans le cas du modèle CEB par exemple, de calculer la force critique  $f_c$  correspondante à l'interférence critique  $w_c$ .

L'idée est donc de profiter du formalisme des modèles BEM et en particulier de l'algorithme incrémental pour tenir compte des interactions, tout en gardant les avantages des modèles « Asperity-based » ; c'est-à-dire peu d'éléments en contact à gérer et des lois de comportements évoluées. La surface rugueuse est alors re-

présentée par une grille de valeurs nulles, de mêmes dimensions que l'image AFM ( $M_x * M_y$ ), sur laquelle les aspérités sont positionnées par rapport aux coordonnées ( $x$ ,  $y$ ) de leur sommet, et identifiées par leurs hauteur et rayon de courbure. L'équation (4.73) devient donc pour une aspérité située en  $(i, j)$  :

$$u_{ij} = \sum_{\substack{(k,l) \in I_c \\ (k,l) \neq (i,j)}} K_{M_x+k-i, M_y+l-j} \times f_{kl} + w_{ij}(R_{ij}, f_{ij}) \quad (4.74)$$

Comme la formulation générale du problème reste inchangée par rapport au modèle BEM présenté précédemment, la résolution peut se faire de la même manière. La seule différence va situer dans la matrice  $\mathbf{A}_{cc}$  : auparavant, la diagonale était constituée de termes constants et identiques, correspondant à la valeur maximale de la fonction d'influence ; maintenant, chacun d'eux va correspondre à une aspérité donnée, de par son rayon de courbure, et dépendra de la force qui y est appliquée –  $\alpha$  est remplacé par  $w(R, f)$ . Or ce dernier point est problématique, car la force appliquée sur l'aspérité est en fait une inconnue, si bien que nous avons encore une fois affaire à un système linéaire.

L'unification des deux approches pose ainsi des difficultés numériques qui pourraient être surmontées par un travail conséquent autour de solveurs puissants – avec Scilab par exemple (Campbell et al., 2005) – qui finalement dépasse le cadre de ma thèse.

---

## 2.5 Conclusion

Deux approches distinctes de modélisation numérique du contact mécanique ont été abordées pour la modélisation du contact électrique aux petites échelles (dispositif autour du nanoindenteur).

La première méthode s'est avérée trop gourmande en temps de calcul pour pouvoir être appliquée facilement aux géométries du microcontact. La deuxième méthode, basée sur la discrétisation des aspérités sur une grille de calcul, permet de retrouver des valeurs de résistance de contact comparables à celles obtenues pour le contact Au / Au au cours des expériences mettant à profit le nanoindenteur pour la mesure électrique.

Ce dernier modèle doit cependant encore être amélioré pour prendre en compte les interactions entre aspérités. Cette étape n'ayant pas pu se réaliser pendant ce travail à cause d'une complexité mathématique certaine de mise en œuvre.

# Conclusion

Ce quatrième et dernier chapitre est consacré à la modélisation du contact électrique dont l'aboutissement est de parvenir à prédire la valeur de la résistance électrique d'un contact quasi statique rugueux entre films minces.

Une approche statistique semi-analytique est employée pour la configuration du contact réalisé avec la balance de précision tandis qu'une modélisation numérique du contact rugueux est envisagée dans le cas du nanoindenteur. Dans les deux cas, il s'agit de résoudre d'abord le problème mécanique avant de prendre en compte l'aspect électrique.

Pour les contacts de grande dimension (balance de précision), la première partie de ce chapitre a consisté, dans un premier temps, à présenter un état de l'art de la modélisation statistique du contact mécanique rugueux puis, dans un deuxième temps, le modèle véritablement utilisé avec l'intégration de l'aspect électrique qui doit tenir compte de la configuration correspondante à l'emploi de films minces métalliques. Enfin, les résultats ont été présentés, commentés et comparés aux mesures expérimentales avec lesquelles l'accord est très satisfaisant.

La seconde partie est dévolue à deux approches numériques du contact mécanique rugueux, car la modélisation précédente n'est pas applicable aux contacts de faibles dimensions correspondant aux mesures réalisées avec le nanoindenteur où seules quelques aspérités sont en contact. Il est d'abord fait appel à la méthode des éléments de frontière (BEM) et plus particulièrement à un algorithme de contact incrémental. Celui-ci n'a pu être implémenté que pour les déformations élastiques et ne peut de plus pas gérer suffisamment d'éléments en contact. C'est pourquoi il a été laissé de côté au profit d'un modèle moins gourmand en ressources numériques.

Pour celui-ci, les lois de comportement en déformation des aspérités, employées pour le modèle statistique, sont réutilisées dans une approche numérique discrétisant les aspérités sur une grille de calcul. Cette modélisation originale permet presque de retrouver les valeurs de résistance de contact mesurées expérimentalement, mais elle doit cependant encore être améliorée en prenant en compte les interactions élastiques entre aspérités.

Enfin, l'algorithme d'analyse d'image a montré ici encore toute son utilité puisqu'il est utilisé pour les deux échelles de modélisation.



---

# Conclusion

Les travaux de recherche présentés s'inscrivent dans une problématique portant sur l'étude et la compréhension de la physique du contact électrique, en définissant une méthodologie permettant de sélectionner les matériaux de contact les plus adaptés à un régime de fonctionnement donné ; ici, celui du contact quasi statique dans les micro-relais MEMS. L'approche retenue consiste à valider des lois de comportement, obtenues à partir des données expérimentales, par des modèles de contact mécanique et électrique. C'est pourquoi, une part très importante de ce travail a été consacrée à l'expérimentation, à travers la mise au point de deux dispositifs : la balance de précision, en tant que référence macroscopique, et le nanoindenteur instrumenté pour la mesure électrique, permettant une approche plus locale, représentative des composants réels. Ils permettent de mener une étude comparative des différents échantillons en fonction des paramètres suivants: force (du  $\mu\text{N}$  au  $\text{N}$ ), intensité du courant (du  $\mu\text{A}$  à l' $\text{A}$ ), état de surface (rugosité), technologie de réalisation (type de dépôt) ou encore le temps. De plus, ils sont théoriquement rapides à mettre en œuvre, car les véhicules de test requièrent beaucoup moins d'étapes de fabrication qu'un micro-relais réel et sont de fait bien adaptés pour le test générique de différents couples de matériaux de contact.

Pour revenir à la problématique, elle est posée dans le premier chapitre de ce mémoire avec la présentation des micro-relais MEMS. Les micro-commutateurs sont en effet des composants très prometteurs, mais dont la généralisation est entravée par des performances qui restent à améliorer ; en cause, le contact électrique, dont la physique est encore méconnue à cette échelle (rayon de contact de l'ordre du micron). Les paramètres intervenant peuvent être de différents types : environnementaux (contamination, température...), imposés (force, courant, temps en contact), en lien avec les propriétés des matériaux (mécaniques et électriques) ou la géométrie macro (forme) et microscopique (rugosité) du contact. L'or est le matériau généralement utilisé, mais la recherche d'un meilleur candidat est nécessaire à l'amélioration de la fiabilité des micro-relais.

Dans le reste du chapitre, nous avons passé en revue les principaux aspects du contact du point de vue de la théorie : mécanique, électrique et thermique, qui forment un couplage multi-physique difficile à appréhender. Ainsi, par souci de simplification, nous nous efforçons dans la suite de nous placer dans des conditions où la température n'intervient pas. Dans ce cas, la mécanique du contact conditionne la résistance électrique par la détermination du contact réel. En effet, même si les lois du contact parfait sont d'abord présentées, le contact est en réalité rugueux. Il en résulte des spots de contact qui constituent autant de résistances électriques à prendre en compte, sans oublier les spécificités dues au passage du courant dans les films minces. À ce niveau, les formules sont encore essentiellement analytiques et permettront d'évaluer qualitativement les résultats expérimentaux.

Ces derniers ont été obtenus avec les véhicules de test présentés et caractérisés au début du chapitre 2. Il y a d'abord les lentilles cylindriques – barreaux croisés – de dimensions macroscopiques (courbure de 3,5 mm) et recouvertes d'un film

mince métallique, épais de 500 nm à 1  $\mu\text{m}$  selon le matériau déposé. Elles sont mises en contact par le montage expérimental appelé « balance de précision » pour des charges appliquées de 5 mN à 4 N, décrit plus en détail dans la deuxième partie de ce chapitre. La section suivante est consacrée à l'adaptation électrique du nanoindenteur pour permettre de réaliser le contact entre les échantillons de type « barrette » et ainsi profiter de ses performances en contrôle de force (de quelques  $\mu\text{N}$  à plusieurs mN) pour reproduire le contact à l'identique des micro-relais MEMS. La géométrie de contact correspondante est assurée par un couple de barrettes, lisse d'un côté et dotée de « bumps » de contact hémisphériques de l'autre. Il en existe d'ailleurs plusieurs géométries, mais celle utilisée correspond à un rayon de courbure de 25  $\mu\text{m}$ . Cette méthode se distingue du simple actionnement mécanique de micro-relais en permettant d'obtenir des statistiques grâce à un même couple d'échantillons et surtout en ayant recours à des véhicules de test beaucoup plus simples à fabriquer. Or ce dernier point n'a pas du tout été vérifié pour ces travaux étant donné que les lots d'échantillons reçus présentaient trop de défauts. Il aura fallu attendre la dernière année de thèse pour parvenir à réaliser une bonne campagne de mesure, qui fut hélas la seule, en partie à cause du temps de mise en place des échantillons qui reste un inconvénient majeur. Néanmoins, le dispositif est aujourd'hui fonctionnel et nous disposons maintenant d'échantillons « nus » qu'il est possible de revêtir avec les matériaux les plus intéressants.

La caractérisation du contact par sa résistance électrique est ensuite abordée. Elle est mesurée en courant continu, à intensité fixée, sur un point de contact vierge – sauf dans l'optique d'étudier les effets de contacts répétés sur un même point. Les résistances parasites de la chaîne de mesure sont éliminées par l'utilisation du mode quatre pointes, et les forces électromotrices de contact par une méthode inversant la polarité du courant. Enfin, le chapitre se conclut sur une partie dédiée à l'analyse d'images. Un algorithme spécifique a en effet dû être développé pour caractériser la rugosité de surface avec les grandeurs qui interviennent dans les modèles de contact. Ainsi, les aspérités doivent être identifiées sur une image AFM par leur position, hauteur et rayon de courbure, afin de calculer les distributions requises. Précisons qu'il ne s'agit pas que d'un simple travail annexe puisqu'il a pu donner lieu à la publication d'un article.

Le chapitre 3 est consacré à la présentation et à l'analyse des résultats obtenus. Il débute par ceux de l'analyse d'image appliquée aux images AFM des échantillons utilisés dans les expériences. Leur comparaison pour les échantillons de type barreaux croisés montre une assez forte dispersion en terme de rugosité qui semble correspondre aux différents lots : il peut y avoir par exemple de 160 à 960 aspérités par  $\mu\text{m}^2$ , associées à des rayons de courbure de 339 à 38 nm. Des résultats très similaires sont tout de même mesurés pour ce qui est du comportement électrique, avec une forte décroissance de la résistance mesurée aux faibles forces (inférieures à 500 mN) reflétant vraisemblablement le rôle de la rugosité, et au-delà, une évolution qui suit celle du contact macroscopique parfait, même si ce n'est évidemment pas le cas ici. Aux fortes forces, la résistance mesurée est en fait dominée par la résistance de conduction dans le plan du film mince qui correspond à la résistance de couche déterminée expérimentalement. Cette valeur est ainsi la principale

responsable des écarts entre les courbes, à l'exception du rhodium sur lequel une contamination résistive semble s'être formée. Les essais en fonction de l'intensité montrent une légère augmentation de la résistance électrique à forte force, probablement due à une hausse de la résistivité par effet Joule.

Une étude comparative semblable n'a pu être menée au nanoindenteur instrumenté pour la mesure électrique ; il a fallu se contenter des résultats obtenus pour l'or. Leur analyse a néanmoins permis d'identifier et de comprendre plusieurs mécanismes intervenants dans le contact électrique, au premier rang desquels le fluage des aspérités. Il est effectivement très vite apparu que les résistances électriques mesurées étaient gouvernées par le paramètre temps. Le maintien d'une force constante a d'ailleurs laissé apparaître une décroissance exponentielle. Par ailleurs, l'utilisation du nanoindenteur permet aussi d'étudier les performances mécaniques du contact. Il est ainsi possible de mesurer la force d'adhésion lors de l'ouverture du contact, et de constater que celle-ci est très importante : parfois du même ordre de grandeur que la force appliquée. Mais son impact sur les performances du contact est difficilement évaluable en l'absence de point de comparaison.

Il reste maintenant à retrouver par le calcul les relations observées entre les paramètres de contact et la résistance électrique mesurée. Or dans les configurations de contact présentées ici, les hypothèses simplificatrices généralement employées ne sont pas applicables et il devient nécessaire de développer des modèles, car malgré le nombre impressionnant de publications traitant du contact électrique, il n'existe presque aucun modèle adapté au cas du micro-relais ; c'est-à-dire qui prenne au moins en compte la rugosité et l'influence des couches minces. Bien souvent, une simple estimation est obtenue par un encadrement très large correspondant aux cas limites. Notre approche consiste quant à elle, à appliquer d'abord un modèle de contact mécanique puis à estimer la résistance électrique correspondant au contact réel calculé, à l'aide de formules analytiques. Nous avons choisi en premier lieu de faire appel à une modélisation statistique du contact rugueux pour la configuration du contact réalisé à la balance, eu égard aux surfaces de contact, très conséquentes par rapport aux dimensions des aspérités ; le développement du programme d'analyse d'image AFM nous a permis ici d'inclure la rugosité des échantillons considérés. Les déformations élastiques et plastiques des aspérités sont considérées ; le modèle prévoit que l'écrasante majorité d'entre elles se déforment plastiquement, sauf pour le ruthénium, bien plus dur. Mais dans tous les cas, la surface réelle ne représente qu'une faible fraction de celle apparente (quelques pour cent), d'où l'impossibilité de considérer le contact comme parfait. Les spots de contact sont alors pris en compte sous la forme d'une résistance surfacique, pour aboutir avec la résistance de resserrement des lignes de courant à la résistance de contact proprement dite ; sans oublier le terme de « spreading » pour retrouver les valeurs mesurées. L'accord entre ce modèle semi-analytique et l'expérience est assez bon, avec une description convenable de la résistance aux faibles forces. Quelques améliorations restent tout de même nécessaires pour suivre au plus près les courbes expérimentales.

Cependant, ce modèle n'est pas applicable au cas du contact réalisé au nanoindenteur, en raison des surfaces de contact trop réduites pour utiliser la statis-

tique avec succès. Face à ce constat, nous avons tenté de résoudre le problème de deux manières opposées, devant à terme se rejoindre. La première fait appel à la modélisation des éléments finis de frontière (BEM) et plus particulièrement à un algorithme de contact incrémental. Seules les déformations élastiques sont prises en compte, mais les interactions entre éléments sont considérées. La seconde plus simple, discrétise les aspérités sur une grille de calcul. Elle permet de décrire le comportement mécanique de chaque aspérité avec les mêmes lois de comportement que celles utilisées dans la modélisation statistique du contact. En fin de thèse, le temps nous a cependant manqué pour inclure dans ce modèle les interactions entre aspérités à cause de la complexité numérique de mise en œuvre.

Au final, on retiendra surtout de ce manuscrit que nous avons démontré le principe de faisabilité de deux dispositifs expérimentaux, permettant d'étudier le contact électrique à l'échelle macroscopique pour l'un et microscopique pour l'autre, où la plupart des paramètres intéressants du contact sont pris en compte. Les longues étapes de mise au point et d'établissement d'un protocole expérimental carré nous permettent de disposer aujourd'hui de systèmes de caractérisation performants. Les résultats obtenus avec ceux-ci ont démontré la nécessité de prendre en compte l'influence des films minces, tant du point de vue mécanique (rugosité) qu'électrique (répartition des lignes de courant). Par ailleurs, la comparaison des matériaux montre que l'or reste toujours la référence sur un contact quasi statique, mais que l'ajout d'une fine couche surfacique de ruthénium ne provoque qu'une très légère hausse de résistance ; il présente de plus des caractéristiques mécaniques supérieures, ce qui en fait le meilleur candidat pour tester sa fiabilité sur la tenue en cyclage.

Quant à la modélisation, les résultats obtenus sont prometteurs, mais elle reste à améliorer pour la balance et à poursuivre en ce qui concerne l'application au nanoindenteur et au micro-relais en général, de manière à prendre en compte le fluage des aspérités et l'adhésion.

Elle constitue ainsi l'une des premières perspectives de cette étude. À court terme, il sera également nécessaire de réaliser des mesures expérimentales supplémentaires au nanoindenteur instrumenté avec de nouveaux matériaux de contact ; ceci devant s'intégrer dans la thèse de Brice Arrazat, intitulée « relations entre les propriétés microstructurales et performances des contacts ohmiques pour les applications MEMS » qui devrait mettre à profit ce développement pour comparer les performances d'alliages à base d'or dans différentes proportions.

Dans tous nos travaux, un élément très important a très souvent été ignoré : l'aspect thermique du contact. Or il constitue un enjeu considérable, car les micro-commutateurs doivent pouvoir supporter jusqu'à 1-2 W de puissance, soit, vu les faibles dimensions du contact, de très fortes densités de courant. En fait, son étude pourrait constituer un travail de thèse à lui seul, car il fait intervenir un couplage multi-physique avec les aspects mécanique et électrique, qui complique grandement les choses, en particulier du point de vue théorique. Un couplage des mesures de résistance électrique à la balance de précision et d'échauffement du contact par thermographie infrarouge (EMSE - SMS) pour observer le flux de courant dans le contact était à l'étude pour amorcer l'exploration de cette voie ; mais un problème de

commandes d'échantillons et finalement le peu de temps restant en fin de thèse ont eu raison de ce projet, du moins pour cette thèse.

Un autre point important qu'il reste à étudier est la tenue en cyclage des contacts, c'est-à-dire l'évolution de la résistance avec le nombre de cycles. Car si la qualité du contact est essentielle en contact quasi –statique, elle doit le rester à chaque utilisation, tout au long de sa durée de vie. C'est pourquoi tant d'études ont été lancées sur la recherche de nouveaux matériaux. La balance de précision avait d'ailleurs été motorisée au départ dans le but de mener ce type d'essais. Des études ont aussi débuté sur la nanoindenteur pour explorer les possibilités de réaliser de nombreux cycles d'ouvertures / fermeture de manière accélérée.

À terme, l'obtention de nombreux résultats expérimentaux, couplée à une modélisation simple et efficace du contact électrique devrait permettre le choix du matériau adéquat en fonction de l'utilisation visée.

---

# Bibliographie

- ABDO, J. 2006. Modeling of frictional contact parameters of mechanical systems *Int. J. of Applied Mechanics and Engineering*, 11, 17.
- ABDO, J. & FARHANG, K. 2005. Elastic-plastic contact model for rough surfaces based on plastic asperity concept. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 40, 495-506.
- ADAMS, G. G. & NOSONOVSKY, M. 2000. Contact modeling - forces. *Tribology International*, 33, 431-442.
- AGRAÏT, N., YEYATI, A. L. & VAN RUITENBEEK, J. M. 2003. Quantum properties of atomic-sized conductors. *Physics Reports*, 377, 81-279.
- ALLEN, L. H., ZHANG, M. Y., MAYER, J. W., COLGAN, E. G. & YOUNG, R. 1991. Solutions to current crowding in circular vias for contact resistance measurements. *Journal of Applied Physics*, 70, 253-258.
- ALLWOOD, J. 2005. Survey and Performance Assessment of Solution Methods for Elastic Rough Contact Problems. *Journal of Tribology*, 127, 10-23.
- ALLWOOD, J. & CIFTCI, H. 2005. An incremental solution method for rough contact problems. *Wear*, 258, 1601-1615.
- ARCHARD, J. F. 1957. Elastic Deformation and the Laws of Friction. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 243, 190-205.
- ARINEIRO, R. 2003. *Microscopie à Force Atomique en mode contact vibrant et application à l'étude des propriétés élastiques à l'échelle nanométrique*. PhD., Université Montpellier II.
- BAHRAMI, M. 2004. *Modeling of Thermal Joint Resistance for Sphere-Flat Contacts in a Vacuum*. PhD, University of Waterloo.
- BAHRAMI, M., YOVANOVICH, M. M. & CULHAM, J. R. 2005. A Compact Model for Spherical Rough Contacts. *Journal of Tribology*, 127, 884-889.
- BEUCHER, S. & LANTUÉJOUL, C. 1979. Use of Watersheds in Contour Detection. *International Workshop on Image Processing*. Rennes, France: CCETT/IRISA.
- BHUSHAN, B. 1998. Contact mechanics of rough surfaces in tribology: multiple asperity contact. *Tribology Letters*, 4, 1-35.
- BHUSHAN, B. 2004. *Springer Handbook of Nanotechnology*, Berlin, Springer.
- BRAUNOVIC, M., MYSHKIN, N. K. & KONCHITS, V. V. 2006. *Electrical Contacts: Fundamentals, Applications and Technology*, Boca Raton, CRC Press.
- BRAZZLE, J. D., TAYLOR, W. P., GANESH, B., PRICE, J. J. & BERNSTEIN, J. J. Year. A hysteresis-free platinum alloy flexure material for improved performance and reliability of MEMS devices. *In: TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference on, 2003, 2003. 1152-1155 vol.2*.
- BROT, C. C., ETSION, I. & KLIGERMAN, Y. 2008. A contact model for a creeping sphere and a rigid flat. *Wear*, 265, 598-605.
- BROUE, A., DHENNIN, J., SEGUINEAU, C., LAFONTAN, X., DIEPPEDALE, C., DESMARRES, J. M., PONS, P. & PLANA, R. Year. Methodology to analyze failure mechanisms of ohmic contacts on MEMS switches. *In: Reliability Physics Symposium, 2009 IEEE International, 26-30 April 2009 2009. 869-873*.

- BROWN, C., REZVANIAN, O., ZIKRY, M. A. & KRIM, J. 2009. Temperature dependence of asperity contact and contact resistance in gold RF MEMS switches. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 19, 025006.
- BROWN, C. J. 2008. *Impact of Environmental Conditions on the Contact Physics of Gold Contact RF Microelectromechanical Systems (MEMS) Switches*. PhD, North Carolina State University.
- BUCZKOWSKI, R. & KLEIBER, M. 2009. Statistical Models of Rough Surfaces for Finite Element 3D-Contact Analysis. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 16, 399-424.
- BUDAKIAN, R. & PUTTERMAN, S. J. 2002. Time scales for cold welding and the origins of stick-slip friction. *Physical Review B*, 65, 235429.
- BUTT, H.-J., CAPPELLA, B. & KAPPL, M. 2005. Force measurements with the atomic force microscope: Technique, interpretation and applications. *Surface Science Reports*.
- CAMPBELL, S., CHANCELIER, J. & NIKOUKHAH, R. 2005. *Modeling and Simulation in Scilab/Scicos*.
- CAO, Y., ALLAMEH, S., NANKIVIL, D., SETHIARAJ, S., OTITI, T. & SOBOYEJO, W. 2006. Nanoindentation measurements of the mechanical properties of polycrystalline Au and Ag thin films on silicon substrates: Effects of grain size and film thickness. *Materials Science and Engineering: A*, 427, 232-240.
- CENELEC 2002. Contact resistance - Millivolt level method. *Connectors for electronic equipment - Tests and measurements*. Bruxelles.
- CHANG, W. R., ETSION, I. & BOGY, D. B. 1987. An elastic-plastic model for the contact of rough surfaces. *ASME Journal of tribology*, 109, 257-263.
- CHEN, L., LEE, H., GUO, Z. J., MCGRUER, N. E., GILBERT, K. W., MALL, S., LEEDY, K. D. & ADAMS, G. G. 2007. Contact resistance study of noble metals and alloy films using a scanning probe microscope test station. *Journal of Applied Physics*, 102, 074910-7.
- CHEN, L., MCGRUER, N. E., ADAMS, G. G. & DU, Y. 2008. Separation modes in microcontacts identified by the rate dependence of the pull-off force. *Applied Physics Letters*, 93, 053503-3.
- CIAVARELLA, M., GREENWOOD, J. A. & PAGGI, M. 2008. Inclusion of "interaction" in the Greenwood and Williamson contact theory. *Wear*, 265, 729-734.
- CIAVARELLA, M. & LEOCI, F. 2006. An Assessment of the Greenwood-Williamson and Other Asperities Models, With Special Reference to Electrical Conductance. *Journal of Tribology*, 128, 10-17.
- CONSORTIUM SCILAB (DIGITEO) 2009. Scilab. 5.1 ed.: INRIA.
- COOPER, M. G., MIKIC, B. B. & YOVANOVICH, M. M. 1969. Thermal contact conductance. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12, 279-300.
- COUTIER, C., CHIESI, L., GARNIER, A., FOURRIER, J. C., LAPIERE, C., TROUILLON, M., GRAPPE, B., VINCENT, M., SAMPERIO, A., BOREL, S., DIEPPEDALE, C., LORENT, E. & SIBUET, H. Year. A new magnetically actuated switch for precise position detection. In: Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2009. TRANSDUCERS 2009. International, 21-25 June 2009 2009. 861-864.
- COUTU, R. A. 2004. *Electrostatic Radio Frequency (RF) Microelectromechanical Systems (MEMS) Switches With Metal Alloy Electric Contacts*. PhD Doctoral thesis, Air Force Institute of Technology, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio.
- COUTU, R. A., JR., KLADITIS, P. E., CORTEZ, R., STRAWSER, R. E. & CRANE, R. L. Year. Micro-switches with sputtered Au, AuPd, Au-on-AuPt, and AuPtCu alloy electric contacts. In: Electrical Contacts, 2004.

- Proceedings of the 50th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts and the 22nd International Conference on Electrical Contacts, 2004. 214-221.
- DENHOFF, M. W. 2006. An accurate calculation of spreading resistance. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1761.
- DERJAGUIN, B. V., MULLER, V. M. & TOPOROV, Y. P. 1975. Effect of contact deformations on the adhesion of particles. *Journal of Colloid and Interface Science*, 53, 314-326.
- DICKRELL, D. J. & DUGGER, M. T. 2007. Silicone Oil Contamination and Electrical Contact Resistance Degradation of Low-Force Gold Contacts. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 16, 24-28.
- DICKRELL, D. J., III & DUGGER, M. T. Year. The effects of surface contamination on resistance degradation of hot-switched low-force MEMS electrical contacts. *In: Electrical Contacts, 2005. Proceedings of the Fifty-First IEEE Holm Conference on, 2005. 255-258.*
- DIOP, M. 2008. *Contribution à l'étude mécanique et électrique du contact localisé: adaptation de la nanoindentation à la micro-insertion*. PhD, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne.
- DONGARRA, J. J., MOLER, C. B., BUNCH, J. R. & STEWART, G. W. 1979. *{LINPACK} User's Guide*, SIAM.
- DU, Y., ADAMS, G. G., MCGRUER, N. E. & ETSION, I. 2008. A parameter study of separation modes of adhering microcontacts. *Journal of Applied Physics*, 103, 064902-9.
- ETSION, I., KLIGERMAN, Y. & KADIN, Y. 2005. Unloading of an elastic-plastic loaded spherical contact. *International Journal of Solids and Structures*, 42, 3716-3729.
- EVANS, R. W. & WILSHIRE, B. 1993. *Introduction to creep*, London, Institute of Materials.
- FÉCHANT, L. & TIXADOR, P. 2003. *Matériaux conducteurs et de contact électrique*, Paris, Hermès science publications.
- FENG, G. & NGAN, A. H. W. 2002. Effects of creep and thermal drift on modulus measurement using depth-sensing indentation. *Journal of Materials Research*, 17, 660-668.
- FINETTI, M., SCORZONI, A. & SONCINI, G. 1984. Lateral current crowding effects on contact resistance measurements in four terminal resistor test patterns. *IEEE electron device letters*, 5, 524-526.
- FISCHER-CRIPPS, A. C. 2004. *Nanoindentation*, New-York, Springer.
- FORTINI, A., MENDELEV, M. I., BULDYREV, S. & SROLOVITZ, D. 2008a. Asperity contacts at the nanoscale: comparison of Ru and Au. Department of Physics, Yeshiva University, 500 West 185th Street, New York, NY 10033, USA { m(2) Materials and Engineering Physics, Ames Laboratory, Ames, IA 50011, USA.
- FORTINI, A., MENDELEV, M. I., BULDYREV, S. & SROLOVITZ, D. 2008b. Asperity contacts at the nanoscale: Comparison of Ru and Au. *Journal of Applied Physics*, 104, 074320-9.
- FRANÇOIS, D. 2005. Lois de comportement des métaux. Élastoplasticité. Viscoplasticité. *Techniques de l'ingénieur* [Online].
- GAGNARD, X. & REZÉ, M. 2008. Module système hétérogène ICM3A MEMS & Actionneurs Stratégie d'Intégration (ST, 2006).
- GILBERT, K. W., MALL, S., LEEDY, K. D. & CRAWFORD, B. Year. A Nanoindenter Based Method for Studying MEMS Contact Switch Microcontacts. *In: Electrical Contacts, 2008. Proceedings of the 54th IEEE Holm Conference on, 27-29 Oct. 2008 2008. 137-144.*



- GONZALEZ-VALADEZ, M. & DWYER-JOYCE, R. S. 2009. Asperity Creep Measured by the Reflection of Ultrasound at Rough Surface Contact. *Journal of Tribology*, 131, 021410-8.
- GONZALEZ, R. C., WOODS, R. E. & EDDINS, S. L. 2004. *Digital Image processing using MATLAB*, Upper Saddle River, N.J., Pearson Prentice Hall.
- GREENWOOD, J. & TRIPP, J. H. 1967. Elastic contact of rough spheres. *Journal of Applied Mechanics*, 34, 153-&.
- GREENWOOD, J. A. 1966. Constriction resistance and the real area of contact. *British Journal of Applied Physics*, 17, 1621-1632.
- GREENWOOD, J. A., JOHNSON, K. L. & MATSUBARA, E. 1984. A surface roughness parameter in Hertz contact. *Wear*, 100, 47-57.
- GREENWOOD, J. A. & TRIPP, J. H. Year. The contact of two nominally flat rough surfaces. *In: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 1971. 625-633.
- GREENWOOD, J. A. & WILLIAMSON, J. B. P. 1958. Electrical Conduction in Solids. II. Theory of Temperature-Dependent Conductors. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences (1934-1990)*, 246, 13-31.
- GREENWOOD, J. A. & WILLIAMSON, J. B. P. 1966. Contact of Nominally Flat Surfaces *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, , 295, 20.
- GREENWOOD, J. A. & WU, J. J. 2001. Surface roughness and contact: An apology. *Meccanica*, 36, 617-630.
- GREGORI, G. & CLARKE, D. R. 2006. The interrelation between adhesion, contact creep, and roughness on the life of gold contacts in radio-frequency microswitches. *Journal of Applied Physics*, 100, 094904-10.
- HERRASTI, P., OCON, P., SALVAREZZA, R. C., VARA, J. M., VAZQUEZ, L. & ARVIA, A. J. 1992. A comparative study of electrodeposited and vapor-deposited gold-films : fractal surface characterization through scanning tunneling microscopy *Electrochimica Acta*, 37, 2209-2214.
- HISAKADO, T. 1974. Effect of surface roughness on contact between solid surfaces. *Wear*, 28, 217-234.
- HOLM, R. 1967. *Electric Contacts. Theory and Application.*, Berlin, Springer.
- HYMAN, D. & MEHREGANY, M. 1999. Contact physics of gold microcontacts for MEMS switches. *Components and Packaging Technologies, IEEE Transactions on [see also Components, Packaging and Manufacturing Technology, Part A: Packaging Technologies, IEEE Transactions on]*, 22, 357-364.
- JACKSON, R. L. & GREEN, I. 2006. A statistical model of elasto-plastic asperity contact between rough surfaces. *Tribology International*, 39, 906-914.
- JAK, M. J. J., KONSTAPEL, C., VAN KREUNINGEN, A., VERHOEVEN, J., VAN GASTEL, R. & FRENKEN, J. W. M. 2001. Automated detection of particles, clusters and islands in scanning probe microscopy images. *Surface Science*, 494, 43-52.
- JANG, B.-H., TSENG, P.-H., HUANG, H.-Y., LEE, S.-T. A. L. S.-T. & FANG, W. A. F. W. Year. Characterization of the Micro Contact Resistance using a Novel On-Chip Apparatus. *In: TSENG, P.-H., ed. Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2007. TRANSDUCERS 2007. International, 2007. 1653-1656.*
- JENSEN, B. D., CHOW, L. L. W., KUANGWEI, H., SAITOU, K., VOLAKIS, J. L. & KURABAYASHI, K. 2005a. Effect of nanoscale heating on electrical transport in RF MEMS switch contacts. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 14, 935-946.

- JENSEN, B. D., CHOW, L. W., WEBBINK, R. F., SAITOU, K., VOLAKIS, J. L. & KURABAYASHI, K. Year. Force dependence of RF MEMS switch contact heating. *In: Micro Electro Mechanical Systems, 2004. 17th IEEE International Conference on. (MEMS), 2004a.* 137-140.
- JENSEN, B. D., HUANG, K., CHOW, L. L. W. & KURABAYASHI, K. 2005b. Adhesion effects on contact opening dynamics in micromachined switches. *Journal of Applied Physics, 97*, 103535-9.
- JENSEN, B. D., HUANG, K., CHOW, L. L. W. & KURABAYASHI, K. 2005c. Low-force contact heating and softening using micromechanical switches in diffusive-ballistic electron-transport transition. *Applied Physics Letters, 86*, 023507-3.
- JENSEN, B. D., KUANGWEI, H., CHOW, L., SAITOU, K., VOLAKIS, J. L. & KURABAYASHI, K. Year. Asperity heating for repair of metal contact RF MEMS switches. *In: Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International, 2004b.* 1939-1942 Vol.3.
- JOHNSON, K. L. 1989. *Contact mechanics*, Cambridge, Cambridge University Press.
- JOHNSON, K. L. & GREENWOOD, J. A. 1997. An Adhesion Map for the Contact of Elastic Spheres. *Journal of Colloid and Interface Science, 192*, 326-333.
- JOHNSON, K. L., KENDALL, K. & ROBERTS, A. D. 1971. Surface Energy and the Contact of Elastic Solids. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences, 324*, 301-313.
- KADIN, Y., KLIGERMAN, Y. & ETSION, I. 2008. Cyclic loading of an elastic-plastic adhesive spherical microcontact. *Journal of Applied Physics, 104*, 073522-8.
- KE, F., MIAO, J. & OBERHAMMER, J. Year. Ruthenium/Gold Hard-Surface/Low-Resistivity Contact Metallization for Polymer-Encapsulated Microswitch with Stress-Reduced Corrugated SiN/SiO<sub>2</sub> Diaphragm. *In: Micro Electro Mechanical Systems, 2009. MEMS 2009. IEEE 22nd International Conference on, 2009.* 860-863.
- KEITHLEY INSTRUMENTS INC. 2004. *Low Level Measurements Handbook : Precision DC Current, Voltage, and Resistance Measurements*, Cleveland, Keithley Instruments Inc.,,
- KERMOUCHE, G. 2005. *Contribution à la modélisation théorique et numérique des essais d'indentations et de rayure*. PhD, Ecole Centrale De Lyon.
- KLYPIN, A. A. 1973. Creep of metals under the influence of electric current. *Strength of Materials, 5*, 1064-1068.
- KOGUT, L. 2005. Electrical performance of contaminated rough surfaces in contact. *Journal of Applied Physics, 97*, 103723-5.
- KOGUT, L. & ETSION, I. 2003. Adhesion in elastic-plastic spherical microcontact. *Journal of Colloid and Interface Science, 261*, 372-378.
- KOGUT, L. & JACKSON, R. L. 2006. A Comparison of Contact Modeling Utilizing Statistical and Fractal Approaches. *Journal of Tribology, 128*, 213-217.
- KWEON, I. S. & KANADE, T. 1994. Extracting topographic terrain features from elevation maps. *Journal of Computer Vision, Graphics and Image Processing: Image Understanding, 59*, 171-182.
- KWON, H. & ET AL. 2007. Contact Materials and Reliability for High Power RF-MEMS Switches. *In: IEEE (ed.) MEMS 2007. Kobe, Japan: IEEE.*
- KWON, H., JANG, S.-S., PARK, Y.-H., KIM, T.-S., KIM, Y.-D., NAM, H.-J. & JOO, Y.-C. 2008a. Investigation of the electrical contact behaviors in Au-to-Au thin-film contacts for RF MEMS switches. *Journal of Micromechanics and Microengineering, 18*, 105010.

- KWON, H., PARK, J. H., LEE, H. C., CHOI, D. J., PARK, Y. H., NAM, H. J. & JOO, Y. C. 2008b. Investigation of Similar and Dissimilar Metal Contacts for Reliable Radio Frequency Microelectromechanical Switches. *Japanese Journal of Applied Physics*, 47, 6558-6562.
- LAMBERT, M. A. 1995. *Thermal Conductance of Spherical Rough Metals*. Ph.D., Texas A & M University.
- LAVERS, J. D. & TIMSIT, R. S. 2002. Constriction resistance at high signal frequencies. *Components and Packaging Technologies, IEEE Transactions on*, 25, 446-452.
- LEDBETTER, H. & KIM, S. 2000. Monocrystal elastic constants and derived properties of the cubic and the hexagonal elements. In: LEVY, M., BASS, H. E. & STERN, R. R. (eds.) *Handbook of elastic properties of solids, liquids, and gases*. San Diego: Academic Press.
- LEE, H., COUTU, R. A., MALL, S. & LEEDY, K. D. 2006. Characterization of metal and metal alloy films as contact materials in MEMS switches. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 557.
- MA, Q., TRAN, Q., CHOU, T.-K. A., HECK, J., BAR, H., KANT, R. & RAO, V. Year. Metal contact reliability of RF MEMS switches. In: Reliability, Packaging, Testing, and Characterization of MEMS/MOEMS VI, 2007 San Jose, CA, USA. SPIE, 646305-13.
- MACIEJAK, O. & AUBERT, P. 2007. Mesure de dureté par nano-indentation. *Techniques de l'ingénieur* [Online].
- MAJUMDER, S., MCGRUER, N. E., ADAMS, G. G., ZAVRACKY, A., ZAVRACKY, P. M., MORRISON, R. H. & KRIM, J. Year. Study of contacts in an electrostatically actuated microswitch. In: Electrical Contacts, 1998., Proceedings of the Forty-fourth IEEE Holm Conference on, 1998. 127-132.
- MAJUMDER, S., MCGRUER, N. E., ADAMS, G. G., ZAVRACKY, P. M., MORRISON, R. H. & KRIM, J. 2001. Study of contacts in an electrostatically actuated microswitch. *Sensors and Actuators A: Physical*, 93, 19-26.
- MAUGIS, D. 2000. *Contact, adhesion, and rupture of elastic solids*, Berlin ; New York, Springer.
- MAXWELL, J. C. 1873. *A treatise on electricity and magnetism*, Oxford, Clarendon Press.
- MCCOOL, J. I. 1986. Comparison of models for the contact of rough surfaces. *Wear*, 107, 37-60.
- MCGRUER, N. E., ADAMS, G. G., CHEN, L., GUO, Z. J. & DU, Y. Year. Mechanical, Thermal, and Material Influences on Ohmic-Contact-Type MEMS Switch Operation. In: Micro Electro Mechanical Systems, 2006. MEMS 2006 Istanbul. 19th IEEE International Conference on, 2006. 230-233.
- MIKIC, B. B. 1974. Thermal contact conductance; theoretical considerations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 17, 205-214.
- MIKIC, B. B. & ROCA, R. T. 1974. Solution to contact of 2 rough spherical surfaces. *Journal of Applied Mechanics-Transactions of the Asme*, 41, 801-803.
- MIKRAJUDDIN, A., SHI, F. G., KIM, H. K. & OKUYAMA, K. 1999. Size-dependent electrical constriction resistance for contacts of arbitrary size: from Sharvin to Holm limits. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 2, 321-327.
- MYSHKIN, N., KOVALEV, A., SCHARFF, W. & IGNATIEV, M. 2009. The Effect of Adhesion on Sliding Friction at Nanoscale. *3<sup>rd</sup> Vienna*

- International Conference "Nano-Technology VIENNANO'09". Vienna, Austria.*
- NAGY, P. M., HORVATH, P., ARANYI, D. & KALMAN, E. 2006. Relaxation issues in nanoindentation experiments. *Current Applied Physics*, 6, 154-160.
- NAYAK, P. R. 1971. Random process model of rough surfaces. *Journal of Lubrication Technology*, 93, 398-&.
- NGAN, A. H. W., WANG, H. T., TANG, B. & SZE, K. Y. 2005. Correcting power-law viscoelastic effects in elastic modulus measurement using depth-sensing indentation. *International Journal of Solids and Structures*, 42, 1831-1846.
- NIKOLIC', B. & ALLEN, P. B. 1999. Electron transport through a circular constriction. *Physical Review B*, 60, 3963.
- NORBERG, G., DEJANOVIC, S. & HESSELBOM, H. 2006. Contact resistance of thin metal film contacts. *Components and Packaging Technologies, IEEE Transactions on [see also Components, Packaging and Manufacturing Technology, Part A: Packaging Technologies, IEEE Transactions on]*, 29, 371-378.
- OLIVER, W. C. & PHARR, G. M. 1992. An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments. *J. Mater. Res.*, 7, 20.
- OLIVER, W. C. & PHARR, G. M. 2004. Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation: Advances in understanding and refinements to methodology. *Journal of Materials Research*, 19, 18.
- PATTON, S. T. & ZABINSKI, J. S. 2005a. Failure Mechanisms of Capacitive MEMS RF Switch Contacts. *Tribology Letters*, 19, 265-272.
- PATTON, S. T. & ZABINSKI, J. S. 2005b. Fundamental studies of Au contacts in MEMS RF switches. *Tribology Letters*, 18, 215-230.
- PELÉ, D. 2009. Amélioration d'équipements pour la mesure de résistance de contact électrique. *Rapport de stage de deuxième année.*
- PENNEC, F. 2009. *Modélisation du contact métal-métal: application aux microcommutateurs MEMS RF.* PhD, LAAS-CNRS.
- PERRIOT, A. 2005. *Nanoindentation de couches minces déposées sur substrat de verre de silice.* PhD, Paris VI.
- PETERSEN, K. E. 1979. Micromechanical membrane switches on silicon. *IBM J. Res. Dev.*, 23, 376-385.
- PIETREMENT, O. 2000. *Imagerie et Caractérisation Nanomécanique des Surfaces par Microscopie à Force Atomique.* PhD physique, UFR Sciences Exactes et Naturelles.
- POIZAT, A., NSOUMBI, M., TESTÉ, P., HOUZÉ, F., ANDLAUER, R. & LEBLANC, T. Year. Contribution to the observation of the effective electrical contact area with the help of a space time resolved thermal camera. *In: Proceedings of 24 th Int. Conf. on Elec. Contacts ICEC 2008, 2008/06/09-12 2008 Saint-Malo.* 461-466.
- POULAIN, C. 1996. *Etude et modélisation des contacts électriques bas niveau des contacteurs électromagnétiques en régime statique et dynamique.* PhD physique-génie électrique, Université Paris VI.
- POULAIN, C. 2008. Rapport interne, Modélisation 3D de la résistance de constriction à l'aide du logiciel COMSOL V34 - Effet de l'épaisseur de l'électrode. CEA, LETI, MINATEC.
- POULAIN, C., BOYER, L., SAINSO, P., MAITOURNAM, M. H., HOUZE, F., LECLERCQ, M., GUERY, J. P. & CHARPENTIER, J. P. Year. Experimental and theoretical study of creep effects in electrical contacts. *In: BOYER, L., ed. Electrical Contacts, 1995., Proceedings of the Forty-First IEEE Holm Conference on, 1995.* 147-153.

- PULLEN, J. & WILLIAMSON, J. 1972. Plastic contact of rough surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences*, 327, 159-&.
- RANC, N. 2003. Couplage thermomécanique. *Techniques de l'ingénieur* [Online].
- REBEIZ, G. M. 2003. *RF MEMS : theory, design, and technology*, Hoboken, NJ, J. Wiley.
- REZVANIAN, O., BROWN, C., ZIKRY, M. A., KINGON, A. I., KRIM, J., IRVING, D. L. & BRENNER, D. W. 2008. The role of creep in the time-dependent resistance of Ohmic gold contacts in radio frequency microelectromechanical system devices. *Journal of Applied Physics*, 104, 024513-5.
- REZVANIAN, O. & ZIKRY, M. A. 2009. Inelastic Contact Behavior of Crystalline Asperities in rf MEMS Devices. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 131, 011002-10.
- REZVANIAN, O., ZIKRY, M. A., BROWN, C. & KRIM, J. 2007. Surface roughness, asperity contact and gold RF MEMS switch behavior. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2006.
- RIVOAL, J.-C. & FRÉTIGNY, C. 2005. Microscopie à force atomique (AFM). *Techniques de l'ingénieur* [Online].
- ROY, S. 2008. *Mesure de l'adhérence et des propriétés mécaniques de couches minces par des essais dérivés de la nanoindentation. Application à la microélectronique et au biomédical*. PhD, Ecole des Mines de Paris.
- SAHA, R. & NIX, W. D. 2002. Effects of the substrate on the determination of thin film mechanical properties by nanoindentation. *Acta Materialia*, 50, 23-38.
- SAHOO, P. & BANERJEE, A. 2005a. Asperity interaction in adhesive contact of metallic rough surfaces. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38, 4096.
- SAHOO, P. & BANERJEE, A. 2005b. Asperity interaction in elastic-plastic contact of rough surfaces in presence of adhesion. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38, 2841.
- SAINT-ANTONIN, F. 1995. Essais de fluage. *Techniques de l'ingénieur* [Online].
- SAYLES, R. S. 1996. Basic principles of rough surface contact analysis using numerical methods. *Tribology International*, 29, 639-650.
- SCHIMKAT, J. Year. Contact materials for microrelays. In: *Micro Electro Mechanical Systems, 1998. MEMS 98. Proceedings.*, The Eleventh Annual International Workshop on, 1998. 190-194.
- SHARVIN, Y. V. 1965. *Zh. Exp. Teor. Fiz.*, 48.
- SLADE, P. G. 1999. *Electrical contacts : principles and applications*, New York, Marcel Dekker.
- SOILLE, P. 2002. *Morphological Image Analysis - Principles and Applications*, Springer.
- TABOR, D. 1977. Surface forces and surface interactions. *Journal of Colloid and Interface Science*, 58, 2-13.
- TASAN, Y. C. 2005. *Measurement of deformation in rolling and sliding contacts*. Ph.D., University of Twente.
- THORNTON, J. A. 1982. Coating deposition by Sputtering. In: BUNSHAH, R. F. (ed.) *Deposition Technologies for Films and Coatings*. Park Ridge, NJ: Noyes Publications.
- TIMSIT, R. 1983. On the Evaluation of Contact Temperature from Potential-Drop Measurements. *Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, IEEE Transactions on [see also IEEE Trans. on Components, Packaging, and Manufacturing Technology, Part A, B, C]*, 6, 115-121.
- TONCK, A. & ET AL. 1991. Electrical and mechanical contact between rough gold surfaces in air. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 3, 5195.

- TONCK, A., GEORGES, J. M. & LOUBET, J. L. 1988. Measurements of intermolecular forces and the rheology of dodecane between alumina surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science*, 126, 150-163.
- TOPSOE, H. 1968. Geometric factor in four point resistivity measurement. In: DIVISION, S. (ed.) *Bulletin No 472-13*. second ed.
- TRINGE, J. W., UHLMAN, T. A., OLIVER, A. C. & HOUSTON, J. E. 2003. A single asperity study of Au/Au electrical contacts. *Journal of Applied Physics*, 93, 4661-4669.
- VAN ZWOL, P. J., PALASANTZAS, G. & DE HOSSON, J. T. M. 2007. Influence of random roughness on the adhesion between metal surfaces due to capillary condensation. *Applied Physics Letters*, 91, 101905-3.
- VÁRADI, K., PALÁSTI-KOVÁCS, B., CZIFRA, Á., NÉDER, Z. & KOVÁCS, K. 2004. 3D Characterization of Engineering Surfaces. *Budapest Tech Jubilee Conference*. Budapest, Hungary.
- VÁZQUEZ, L., SALVAREZZA, R. C., OCÓN, P., HERRASTI, P., VARA, J. M. & ARVIA, A. J. 1994. Self-affine fractal electrodeposited gold surfaces: Characterization by scanning tunneling microscopy. *Physical Review E*, 49, 1507-1511.
- VINCENT, M., CHIESI, L., FOURRIER, J. C., GARNIER, A., GRAPPE, B., LAPIERE, C., COUTIER, C., SAMPERIO, A., PAINEAU, S., HOUZE, F. & NOEL, S. Year. Electrical Contact Reliability in a Magnetic MEMS Switch. In: *Electrical Contacts, 2008*. Proceedings of the 54th IEEE Holm Conference on, 27-29 Oct. 2008 2008. 145-150.
- VINCENT, M., CHIESI, L., ROUSSET, P., LAPIERE, C., POULAIN, C., CARBONE, L., HOUZE, F. & DELAMARE, J. Year. An Original Apparatus for Endurance Testing of MEMS Electrical Contact Materials. In: *Electrical Contacts, 2009* Proceedings of the 55th IEEE Holm Conference on, 14-16 Sept. 2009 2009. 288-292.
- WEXLER, G. 1966. The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry. *Proceedings of the Physical Society*, 89, 927-941.
- WHITEHOUSE, D. J. 1978. Digital measurement of peak parameters on surface profiles. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 20, 221-227.
- WILSON, W. E., ANGADI, S. V. & JACKSON, R. L. Year. Electrical Contact Resistance Considering Multi-Scale Roughness. In: *Electrical Contacts, 2008*. Proceedings of the 54th IEEE Holm Conference on, 27-29 Oct. 2008 2008. 190-197.
- WILSON, W. E., ANGADI, S. V. & JACKSON, R. L. 2010. Surface separation and contact resistance considering sinusoidal elastic-plastic multi-scale rough surface contact. *Wear*, 268, 190-201.
- YAN, X., MCGRUER, N. E., ADAMS, G. G. & MAJUMDER, S. 2003. *Thermal Characteristics of Microswitch Contacts*. Boston: Northeastern University.
- YANAGI, K., HARA, S. & ENDOH, T. 2001. Summit identification of anisotropic surface texture and directionality assessment based on asperity tip geometry. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 41, 1863-1871.
- YANG, Z. 2008. *Contact Material Optimization and Contact Physics in Metal-contact Microelectromechanical Systems (MEMS) Switches*. PhD Material Science and Engineering, North Carolina State University.
- ZHAO, Y. & CHANG, L. 2001. A Model of Asperity Interactions in Elastic-Plastic Contact of Rough Surfaces. *Journal of Tribology*, 123, 857-864.
- ZHAO, Y., MAIETTA, D. M. & CHANG, L. 2000. An Asperity Microcontact Model Incorporating the Transition From Elastic Deformation to Fully Plastic Flow. *Journal of Tribology*, 122, 86-93.



---

# Annexes



# Annexe I : liste des figures

FIGURE 1 SCHEMATISATION D'UN CONTACT ELECTRIQUE REEL AVEC DISTINCTION DES AIRES DE CONTACT APPARENT, MECANIQUE ET ELECTRIQUE. ....	15
FIGURE 2 MICRO-COMMUTATEUR OHMIQUE DE TYPE POUTRE A ACTIONNEMENT ELECTROSTATIQUE (NORTHEASTERN UNIVERSITY – RADANT MEMS) ET SCHEMATISATION DE LA VUE EN COUPE CORRESPONDANTE (HYMAN AND MEHREGANY, 1999, BHUSHAN, 2004) .....	19
FIGURE 3 EXEMPLE D'ENCAPSULATION STANDARD DE NIVEAU 0 D'UN MICRO-RELAIS. LE GETTER (OU PIEGE A GAZ) PERMET D'ASSURER LE VIDE. ....	20
FIGURE 4 USURE DU CONTACT APRES $10^6$ CYCLES POUR (A) ALLIAGE AU-RU20% ET (B)AU (MCGRUE ET AL., 2006, CHEN ET AL., 2007). LA CONTAMINATION D'HYDROCARBONES EST VISIBLE POUR L'ALLIAGE (ZONES SOMBRES) TANDIS QUE DU TRANSFERT DE MATIERE EST OBSERVE POUR L'OR PUR. ....	22
FIGURE 5 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE DE CONTACT EN FONCTION DU NOMBRE DE CYCLES POUR LA DUREE DE VIE D'UN MICRO-COMMUTATEUR (BROUE ET AL., 2009). LA PANNE PAR COLLAGE CORRESPOND A L'OR ET A SES ALLIAGES FAIBLEMENT ALLIES. POUR LES AUTRES METAUX, LA RESISTANCE DE CONTACT AUGMENTE PROGRESSIVEMENT JUSQU'A CE QUE LE CONTACT DEVIENNE NON-CONDUCTEUR. ....	23
FIGURE 6 BILAN SCHEMATIQUE DES DIFFERENTS PARAMETRES A PRENDRE EN COMPTE POUR APPREHENDER LE CONTACT ELECTRIQUE. ....	23
FIGURE 7 IMAGES MEB DES MICRO-RELAIS DE (A) RADANT MEMS (MAJUMDER ET AL., 2001)ET (B) ETUDIE DANS (JENSEN ET AL., 2005A). ....	26
FIGURE 8 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE DE CONTACT MESUREE EN FONCTION DU TEMPS POUR UN CONTACT CHAUFFE ET A TEMPERATURE AMBIANTE (JENSEN ET AL., 2005C). ....	27
FIGURE 9 SCHEMATISATION D'UN DISPOSITIF STANDARD UTILISANT UN SPM POUR REALISER LE CONTACT ELECTRIQUE (CHEN ET AL., 2007).....	30
FIGURE 10 (A) MONTAGE EXPERIMENTAL PERMETTANT LE CYCLAGE DU CONTACT ENTRE UNE POINTE EN TUNGSTENE ET UN SUBSTRAT PLAN (VINCENT ET AL., 2009) (B) DISPOSITIF DE TEST EN DEUX PARTIES MIMANT UN MICRO-RELAIS PRESENTE DANS (GILBERT ET AL., 2008).....	31
FIGURE 11 MESURES DE RESISTANCE ELECTRIQUE POUR (A) TEST DE CHARGE – DECHARGE A 320 NM/S ET (B) PALIER DE FORCE CONSTANTE (200 $\mu$ N) (PATTON AND ZABINSKI, 2005B).....	33
FIGURE 12 RESISTANCE DE CONTACT EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUEE POUR DIFFERENTES INTENSITES DE COURANT. LES VALEURS REPRESENTEES SONT CELLES OBTENUES APRES 120 S DE CONTACT MAINTENU A FORCE CONSTANTE (PATTON AND ZABINSKI, 2005B).....	34
FIGURE 13 RESISTANCE DE CONTACT EN FONCTION DU TEMPS POUR UN ESSAI DE TYPE CHARGE DECHARGE A 20 $\mu$ N/S SOUS 3 mA. LE CYCLE SE FAIT A CHAUD MAIS LA TENSION EST LIMITEE A 3,3 V. DE LA FORCE APPLIQUEE POUR DIFFERENTES INTENSITES DE COURANT (DICKRELL AND DUGGER, 2005). ....	35
FIGURE 14 CONTACT ELASTIQUE PARFAIT ENTRE UNE SPHERE LISSE DEFORMABLE ET UN PLAN RIGIDE. LES DIMENSIONS VERTICALES SONT AMPLIFIEES POUR PLUS DE LISIBILITE : LE RAPPORT $\Delta_e/A_e = A_e/R_0$ EST EN REALITE INFERIEUR A $10^{-3}$ POUR LES METAUX EN DEFORMATION ELASTIQUE (FECHANT AND TIXADOR, 2003). ....	39
FIGURE 15 VUE EN COUPE SCHEMATIQUE DU CONTACT REEL ENTRE DEUX SURFACES RUGUEUSES. L'ENSEMBLE DES SPOTS DE CONTACT CONSTITUE L'AIRES DE CONTACT REEL. ....	41
FIGURE 16 FACIES DE RUPTURE FRAGILE (A) ET DUCTILE (B) OBTENUS PAR CYCLAGE MECANIQUE A 200 $\mu$ N D'UN CONTACT EN OR (CHEN ET AL., 2008). REPRESENTATION SCHEMATIQUE DES SEPARATIONS FRAGILE (C) ET DUCTILE (D) (FORTINI ET AL., 2008B).....	44
FIGURE 17 CARTE D'ADHESION POUR DES SPHERES ELASTIQUES BASEE SUR LE MODELE MAUGIS-DUGDALE. LES FORCES D'ADHESION SONT NEGLIGEABLES DANS LA ZONE HERTZIENNE. LES THEORIES DE BRADLEY, DMT ET JKR SONT APPLICABLES DANS LES ZONES CORRESPONDANTES INDIQUEES (JOHNSON AND GREENWOOD, 1997). ....	46
FIGURE 18 FLUX DES LIGNES DE COURANT ET SURFACES EQUIPOTENTIELLES D'UNE CONSTRICTION DE COURANT (HOLM, 1967) .....	49
FIGURE 19 ILLUSTRATION SCHEMATIQUE DES TRANSPORTS DIFFUSIF ET BALISTIQUE A TRAVERS UNE CONSTRICTION (AGRAÏT ET AL., 2003) .....	51
FIGURE 20 TRACE DE LA FONCTION GAMMA EN FONCTION DU NOMBRE DE KNUDSEN K (MIKRAJUDDIN ET AL., 1999, COUTU, 2004) .....	52

FIGURE 21 MICROSTRICTIONS CIRCULAIRES REGULIEREMENT REPARTIES ENTRE LES DEUX MILIEUX SEMI-INFINIS (FECHANT AND TIXADOR, 2003, HOLM, 1967).....	53
FIGURE 22 VUE EN COUPE DE LA STRUCTURE DE CONTACT PLAQUE/CYLINDRE/PLAQUE (ALLEN ET AL., 1991) .....	56
FIGURE 23 REPARTITION DES LIGNES DE COURANT DANS UN MEMBRE DU CONTACT D'ÉPAISSEUR $H_2 = 30 \mu\text{M}$ (POULAIN, 2008).....	56
FIGURE 24 ILLUSTRATION DES 4 CONTRIBUTIONS RESISTIVES PRESENTES SUR UN DEMI-CONTACT (NORBERG ET AL., 2006).....	57
FIGURE 25 SCHEMATISATION SUR UNE COUPE TRANSVERSALE D'UN CONTACT RUGUEUX ENTRE FILMS MINCES DES PRINCIPALES CONTRIBUTIONS A LA RESISTANCE MESUREE. ....	60
FIGURE 26 STRUCTURE GEOMETRIQUE D'UN MEMBRE DU CONTACT DANS L'HYPOTHESE DES EQUIPOTENTIELLES - ISOTHERMES (FECHANT AND TIXADOR, 2003).....	62
FIGURE 27 VALEURS MESUREES DES TENSIONS DE RAMOLLISSEMENT POUR DES CONTACTS EN TRANSITION BALISTIQUE - DIFFUSIF. LA LIGNE EN POINTILLES CORRESPOND A LA RELATION DE KOHLRAUSCH SIMPLE ET LA COURBE PLEINE AU MODELE DEVELOPPE PAR JENSEN (JENSEN ET AL., 2005C). ....	64
FIGURE 28 COURBE CARACTERISTIQUE DES TROIS DOMAINES DU FLUAGE JUSQU'A LA RUPTURE : DEFORMATION EN FONCTION DU TEMPS (SAINT-ANTONIN, 1995).....	66
FIGURE 29 (A) PHOTOGRAPHIE D'UN BARREAU OR ET (B) VUE EN COUPE SCHEMATIQUE.....	76
FIGURE 30 ÉCHANTILLON DE TYPE « BARRETTE » PLANE RU.....	77
FIGURE 31 BUMP DE CONTACT DE DIAMETRE $15 \mu\text{M}$ ET DE HAUTEUR $1,5 \mu\text{M}$ . DEPOT AU RUN3BIS .....	77
FIGURE 32 ÉCHANTILLON DE TYPE « BARRETTE » AVEC BUMPS RUN3 COLLEE SUR SON SUPPORT. LA VUE D'ENSEMBLE EST REALISEE A LA BINOCULAIRE APRES EXPERIENCE, L'AGRANDISSEMENT AU MICROSCOPE OPTIQUE. SUR CE DERNIER QUELQUES « HILLOCKS » SONT VISIBLES ENTRE LES DEUX BUMPS DE CONTACT.....	78
FIGURE 33 SCHEMATISATION DU CONTACT ENTRE ECHANTILLONS DE TYPE « BARRETTE » ET VUE EN COUPE A HAUTEUR DE BUMP ( $\varnothing=15 \mu\text{M}$ ET $H=1,2 \mu\text{M}$ ). L'EMPILEMENT DES COUCHES CORRESPOND A LA SECONDE METHODE DE METALLISATION. ....	78
FIGURE 34 CONFIGURATION D'UNE MESURE DE RESISTIVITE QUATRE POINTES SUR FILM MINCE (TOPSOE, 1968).....	79
FIGURE 35 FILM MINCE D'OR ( $1\mu\text{M}$ ) ADDITIONNE D'UNE COUCHE DE 100 NM DE RUTHENIUM, DEPOSES PAR PULVERISATION CATHODIQUE SUR UN SUBSTRAT EN SILICIUM. IMAGE OBTENUE PAR UN BALAYAGE AFM DE $2,5 \mu\text{M} \times 0,5 \mu\text{M}$ POUR UNE RESOLUTION DE 512 LIGNES * 512 PIXELS EN MODE CONTACT AVEC UNE FORCE APPLIQUEE DE 40 nN ET UNE FREQUENCE D'ACQUISITION DE 0,5 Hz.....	82
FIGURE 36 PRINCIPE DE MESURE DE LA RESISTANCE ELECTRIQUE DU CONTACT ENTRE BARREAUX CROISES EN CONFIGURATION 4 FILS.....	83
FIGURE 37 MONTAGE EXPERIMENTAL DE TYPE « BALANCE » CONÇU PAR HOLM (HOLM, 1967) .....	83
FIGURE 38 SCHEMA DE PRINCIPE DE LA BALANCE DE PRECISION .....	84
FIGURE 39 PHOTOGRAPHIE DE LA BALANCE HORS DE SON ENCEINTE.....	85
FIGURE 40 CONNEXIONS DES FILS ELECTRIQUES SUR UN BARREAU AU.....	85
FIGURE 41 (A) COUPLES ( $F_{\mu\text{-RELAIS}}$ , $R_{\text{BUMP}}$ ) ASSOCIES A UNE FORCE DE CONTACT AVEC LA BALANCE (ECHANTILLONS DE 3,5 MM DE RAYON DE COURBURE). (B) RAPPORT DES RAYONS DE CONTACT $A_{\text{BALANCE}}/A_{\mu\text{-RELAIS}}$ EN FONCTION DU RAYON DE COURBURE DU BUMP $R_{\text{BUMP}}$ .....	86
FIGURE 42 SCHEMA DE PRINCIPE DU NANOINDENTEUR EN CONFIGURATION CONTACT ELECTRIQUE AVEC LES ECHANTILLONS EXPERIMENTAUX. ....	89
FIGURE 43 NANO INDENTER XP DE MTS SYSTEMS CORPORATION, USA. ....	90
FIGURE 44 MICRO-RELAIS DE TYPE PONT FABRIQUE AU LETI SUR UN DESIGN NOVAMEMS. ....	90
FIGURE 45 (A) SUPPORT DE TETE (OU « TREFLE ») (B) CONNECTEUR ANNULAIRE. ....	91
FIGURE 46 MISE EN PLACE DE LA PARTIE SUPERIEURE DU MODULE.....	92
FIGURE 47 ÉCHANTILLON MONTE SUR SON PLOT DANS LA PLATINE D'INCLINAISON. ....	92
FIGURE 48 BOITIER D'INTERCONNEXION.....	93
FIGURE 49 MONTAGE POUR CAMERA INVERSEE.....	94
FIGURE 50 REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU DISPOSITIF DE MESURE ELECTRIQUE AU NANOINDENTEUR AVEC LE MODULE ELECTRIQUE. ....	94
FIGURE 51 COURBE D'ESSAI MECANIQUE AFFICHANT LA FORCE DE CONTACT EN FONCTION DU TEMPS. ....	95
FIGURE 52 METHODE DE MESURE DE RESISTANCE DE CONTACT A COURANT CONSTANT AVEC UN POINT DE MESURE TOUTES LES CINQ SECONDES. ....	100

FIGURE 53 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE DE CONTACT SUR 5 BALAYAGES CONSECUTIFS (DELAI 200MS) .	101
FIGURE 54 METHODE DE MESURE DE RESISTANCE DE CONTACT PAR PALIERS EN COURANTS. ....	101
FIGURE 55 ÉVOLUTION TEMPORELLE DE LA MESURE DE TENSION SOUS 2 N POUR $I = 5$ MA ET $I = 1$ A. LA COURBE CONTINUE REPRESENTE LA STABILISATION EN TENSION APRES AUGMENTATION DU COURANT ( $I = 5$ MA PENDANT 400 S POUR (A) ET (B) $I = 600$ MA PENDANT 2000 S). CELLE EN POINTILLES CORRESPOND A LA STABILISATION EN TENSION APRES UNE DIMINUTION DE COURANT ( $I = 20$ MA PENDANT 400 S POUR (A) ET (B) $I = 2$ A PENDANT 2000 S). ....	102
FIGURE 56 FILM MINCE D'OR ( $1 \mu\text{M}$ ) DEPOSE PAR PULVERISATION CATHODIQUE SUR UN SUBSTRAT EN SI. IMAGE OBTENUE PAR UN BALAYAGE AFM DE $2,4*2,4 \mu\text{M}$ PAR UNE RESOLUTION DE 512 LIGNES EN MODE CONTACT AVEC UNE FORCE APPLIQUEE DE 35 nN ET UNE FREQUENCE D'ACQUISITION DE 0,1 Hz. ....	104
FIGURE 57 ALGORITHME DE GENERATION D'IMAGE ARTIFICIELLE.....	105
FIGURE 58 VUE 3D D'UNE SURFACE GENeree ARTIFICIELLEMENT (NON BRUTEe) ET D'UNE ASPERITE ISOLEE AVEC LISSAGE DES BORDS. ....	106
FIGURE 59 IMAGE ARTIFICIELLE PRESENTEE EN 256 NIVEAUX DE GRIS ET CONSTITUEE DE 512 LIGNES DE 512 PIXELS. 671 ASPERITES DE 30 PIXELS DE RAYON DE COURBURE ONT ETE PLACEES DONT 17 PARTIELLEMENT EFFACEES. LA REPARTITION EN HAUTEUR DES SOMMETS SUIVIT UNE LOI GAUSSIENNE D'ECART-TYPE 1,7 NM, CENTREE SUR UN PLAN MOYEN DE 10 NM. L'AMPLITUDE MAXIMALE DU BRUIT AJOUTE EST DE 2 NM. ....	107
FIGURE 60 ILLUSTRATION DU PRINCIPE DE DECALAGE DES LIGNES SUR UNE IMAGE BINAIRE. LA QUATRIEME LIGNE EST LE RESULTAT D'UN DECALAGE DE DEUX CASES VERS LA DROITE ET LA SIXIEME D'UNE CASE VERS LA GAUCHE. LA CASE (4,4) EST LA RESULTANTE DE LA MOYENNE DES CASES ADJACENTES DANS LA DIRECTION VERTICALE, ICI (3,4) ET (5,4), AFIN DE CONSERVER LA CONVEXITE DE L'ASPERITE.....	107
FIGURE 61 IMAGE ARTIFICIELLE UTILISANT LA SECONDE METHODE D'AJOUT DE BRUIT (DEFINITIVE). RESOLUTION DE $512*512$ PIXELS CORRESPONDANT A UNE IMAGE DE $1,62 \mu\text{M}$ DE COTE. ELLE CONTIENT 673 ASPERITES DE $0,3 \mu\text{M}$ DE RAYON DE COURBURE DONT LES HAUTEURS SUIVENT UNE LOI NORMALE CENTREE D'ECART-TYPE 1,45 NM. L'ECART-TYPE RELATIF AU BRUIT PAR DECALAGE DE LIGNE VAUT 5 % DU RAYON MOYEN DE LA BASE DES ASPERITES ET LE BRUIT SUPPLEMENTAIRE AFFECTE 5 % DES PIXELS AVEC UN ECART-TYPE CORRESPONDANT A 10 % DE L'ECART-TYPE SUR LES HAUTEURS. ..	108
FIGURE 62 (A) PROFIL SUR $1 \mu\text{M}$ D'UNE IMAGE AFM D'UN BARREAU RUTHENIUM PRESENTEE EN 1.3.2 SUIVANT LA DIRECTION DU SCAN ET (B) PROFIL CORRESPONDANT POUR L'IMAGE ARTIFICIELLE PRESENTEE FIGURE 61 .....	109
FIGURE 63 PRINCIPE DE L'ALGORITHME DE CARACTERISATION DES ASPERITES. (A), (B) ET (C) CORRESPONDENT RESPECTIVEMENT AU PRETRAITEMENT, A LA SEGMENTATION ET A L'EXTRACTION DE DONNEES. L'IMAGE ORIGINALE EST FILTReE $N_{f1}$ FOIS AVEC UN NOYAU GAUSsIEN RESULTANT EN UN LISSAGE DE LA SURFACE. LE PARAMETRE $N_{f2}$ FAIT DE MEME AVEC LE LAPLACIEN. ....	110
FIGURE 64 ILLUSTRATION DE L'EFFET DE PLUSIEURS FILTRES SUR UN EXEMPLE ARTIFICIEL UNIDIMENSIONNEL (JAK ET AL., 2001) .....	111
FIGURE 65 ÉTAPES DE SEGMENTATION SUR UN GROUPEMENT D'ASPERITES DE LA SURFACE D'OR. L'IMAGE DE DEPART (A) ET RESULTANTE DU LOG (B) SONT REPRESENTEES EN NIVEAUX DE GRIS. LES IMAGES BINAIRES RESULTENT DU SEUILLAGE AVEC UN RAPPORT 0,4 (C), -0,2 (D) ET AVEC LE RAPPORT CHOISI : 0,05 (E). (F) REPRESENTE L'IDENTIFICATION AVANT L'EROSION SELECTIVE ET (G) APRES. (H) EST LE RESULTAT DE LA DILATATION CONTROLEE.....	113
FIGURE 66 ORGANIGRAMME DE L'EROSION SELECTIVE. K EST LE NOMBRE IDENTIFIANT L'OBJET CONSIDERE. ....	114
FIGURE 67 ALGORITHME DE DILATATION CONTROLEE.....	115
FIGURE 68 NUAGES DE POINTS POUR (A) ERREUR D'AJUSTEMENT EN FONCTION DE LA TAILLE DES OBJETS POUR L'IMAGE ARTIFICIELLE GENeree FIGURE 61, (B) ERREUR EN FONCTION DU RAYON DE COURBURE, (C) TAILLE DES OBJETS EN FONCTION DU RAYON DE COURBURE ET (D) TAILLE DES OBJETS EN FONCTION DU RAYON DE COURBURE POUR LES OBJETS ECARTES.....	117
FIGURE 69 DISTRIBUTIONS DES HAUTEURS DE SOMMET (A, B) ET DES RAYONS DE COURBURE (C, D). LES COURBES DES FONCTIONS DE DISTRIBUTIONS CORRESPONDANTES SONT AFFICHEES SUR LES HISTOGRAMMES. SEULS LES OBJETS DE PLUS DE 20 POINTS ET MOINS DE 10 % SUR L'ERREUR SONT CONSIDERES. (A ET C) CORRESPONDENT A L'IMAGE ARTIFICIELLE FIGURE 61, (B ET D) A LA SURFACE D'OR PRESENTEE FIGURE 56.....	118

FIGURE 70 (A) IMAGE AFM (2,1*2,1 $\mu\text{M}$ ) DE LA SURFACE D'UN BARREAU CYLINDRIQUE RECOUVERT DE 1 $\mu\text{M}$ D'OR. (B) IDENTIFICATION DES ASPERITES CORRESPONDANTES. LES 50 PREMIERES LIGNES INFERIEURES ET LES 30 DE L'EXTREMITÉ DROITE NE SONT PAS PRISES EN COMPTE DANS L'ANALYSE. 842 OBJETS SONT DETECTES SOIT UNE DENSITE D'ASPERITES DE 224 $\mu\text{M}^{-2}$ . .....	124
FIGURE 71 IMAGE MEB DE LA SURFACE DU BARREAU CYLINDRIQUE D'OR. ....	124
FIGURE 72 HISTOGRAMMES DE REPARTITION DES HAUTEURS DES ASPERITES (A) ET DE LEURS RAYONS DE COURBURE (B). ....	124
FIGURE 73 (A) IMAGE AFM (2,5*2,5 $\mu\text{M}$ ) DE LA SURFACE D'UN BARREAU CYLINDRIQUE RECOUVERT DE 1 $\mu\text{M}$ D'OR ET DE 20 NM DE RUTHENIUM. (B) 1003 ASPERITES SONT IDENTIFIEES SOIT UNE DENSITE DE 160 ASPERITES PAR $\mu\text{M}^2$ . ....	125
FIGURE 74 (A) IMAGE AFM (2,5*2,5 $\mu\text{M}$ ) DE LA SURFACE D'UN BARREAU CYLINDRIQUE RECOUVERT DE 1 $\mu\text{M}$ D'OR ET DE 100 NM DE RUTHENIUM. (B) 1052 ASPERITES SONT IDENTIFIEES SOIT UNE DENSITE DE 168 ASPERITES PAR $\mu\text{M}^2$ . ....	125
FIGURE 75 (A) IMAGE AFM (1*1 $\mu\text{M}$ ) DE LA SURFACE D'UN BARREAU CYLINDRIQUE RECOUVERT DE 500 NM D'OR ET DE RHODIUM. (B) 654 ASPERITES SONT IDENTIFIEES SUR L'IMAGE OTEE DES 90 PREMIERES LIGNES DU HAUT ET DE DROITE, SOIT UNE DENSITE DE 962 ASPERITES PAR $\mu\text{M}^2$ . ....	126
FIGURE 76 (A) IMAGE AFM (2,5*2,5 $\mu\text{M}$ ) DE LA SURFACE D'UN BARREAU CYLINDRIQUE RECOUVERT DE 500 NM D'OR ET DE RUTHENIUM. (B) IDENTIFICATION DES ASPERITES SUR L'IMAGE REDUITE DES 50 LIGNES INFERIEURES ET 100 SUPERIEURES. 916 OBJETS SONT RECENSES, EQUIVALENT A UNE DENSITE D'ASPERITES DE 207 $\mu\text{M}^{-2}$ . ....	127
FIGURE 77 (A) IMAGE AFM (1*1 $\mu\text{M}$ ) DE LA SURFACE D'UN BARREAU CYLINDRIQUE RECOUVERT DE 500 NM D'OR ET D'UN ALLIAGE OR — NICKEL (5 %). (B) IDENTIFICATION DES ASPERITES SUR L'IMAGE DIMINUEE DE 100 LIGNES A DROITE ET 100 LIGNES EN BAS. IL Y A 297 ASPERITES IDENTIFIEES SOIT UNE DENSITE DE 459 ASPERITES PAR $\mu\text{M}^2$ . ....	127
FIGURE 78 (A) IMAGE AFM (2,5*2,5 $\mu\text{M}$ ) DE LA SURFACE D'UNE BARRETTE RECOUVERTE DE 500 NM D'OR. (B) IDENTIFICATION DES ASPERITES SUR L'IMAGE DIMINUEE DE 100 LIGNES A DROITE ET 100 EN HAUT. IL Y A 761 ASPERITES IDENTIFIEES SOIT UNE DENSITE DE 188 ASPERITES PAR $\mu\text{M}^2$ . ....	128
FIGURE 79 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE DU CONTACT Au/Au EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUEE POUR 10 MA. L'ENCART CORRESPOND A UN AGRANDISSEMENT DE LA COURBE AUX FAIBLES FORCES. ....	132
FIGURE 80 COURBURE DES LIGNES DE COURANT EN PERIPHERIE DU CONTACT ELECTRIQUE. ....	133
FIGURE 81 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE DE CONTACT EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUEE EN PUISSANCE - 1/3. LA PROPORTIONNALITE A FORTES FORCES ENTRE $R_c$ ET $F^{-1/3}$ EST MISE EN EVIDENCE PAR UNE DROITE. ....	133
FIGURE 82 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE ELECTRIQUE EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUEE SOUS 5 MA POUR LES DIFFERENTS COUPLES DE MATERIAUX TESTES A LA BALANCE DE PRECISION. L'ENCART CORRESPOND A L'AGRANDISSEMENT DES COURBES Au, Au \ Ru 20 NM ET Au \ Ru 100 NM AUX FAIBLES FORCES. ....	134
FIGURE 83 RAPPORTS DES RESISTANCES ELECTRIQUES DE CONTACT MESUREES SUR LA RESISTANCE DE COUCHE $R_{\square}$ DU MATERIAU CORRESPONDANT ET CARACTERISEE EXPERIMENTALEMENT EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUEE. ....	135
FIGURE 84 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE ELECTRIQUE DU CONTACT Au / Au EN FONCTION DE L'INTENSITE DE COURANT IMPOSEE POUR LES DIFFERENTES FORCES APPLIQUEES. ....	136
FIGURE 85 ÉVOLUTION EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DE LA RESISTANCE ELECTRIQUE DU CONTACT Au / Au EN FONCTION DE L'INTENSITE IMPOSEE POUR 2 N. ....	138
FIGURE 86 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE ELECTRIQUE EN FONCTION DE L'INTENSITE IMPOSEE POUR LES DIFFERENTS COUPLES DE MATERIAUX TESTES A LA BALANCE DE PRECISION. LA CHARGE APPLIQUEE EST DE 4 N SAUF POUR LES COURBES AuNi ET Ru (2 N). ....	139
FIGURE 87 EXEMPLE D'ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE MESUREE AVEC LE TEMPS POUR UN TEST DE CHARGE — DÉCHARGE. LA VITESSE DE CHARGEMENT EST CONSTANTE (1 $\mu\text{N/s}$ ) ET LA CHARGE MAXIMALE EST FIXEE A 500 $\mu\text{N}$ . CETTE MESURE PROVIENT DE RESULTATS OBTENUS AVEC DE PRECEDENTS ECHANTILLONS REVETUS D'UN DEPOT D'OR DIFFERENT. ....	141
FIGURE 88 EXEMPLE DE DEPENDANCE DE LA RESISTANCE ELECTRIQUE MESUREE VIS-A-VIS DU TEMPS POUR UNE CHARGE CONSTANTE DE 1000 $\mu\text{N}$ . LES TROIS PARAMETRES ( $R_0$ , A ET T) DE LA FONCTION EXPONENTIELLE DECROISSANTE SONT REPRESENTES. ....	142

FIGURE 89 IMAGES MEB DES BUMPS DE CONTACT ( $R = 25 \mu\text{m}$ ) APRES (A) UN TEST A $500 \mu\text{N}$ ET (B) 10 TESTS SUCCESSIFS A $500 \mu\text{N}$ . LE CERCLE NOIR ENTOURE L'AIRES DE CONTACT RESIDUELLE. LA SECONDE IMAGE REVELE UN MATAGE CONSEQUENT DE LA SURFACE. ....	144
FIGURE 90 VALEURS FINALES DES RESISTANCES ELECTRIQUES MESUREES ( $R_0$ ) EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUEE. LES TESTS SUCCESSIFS SONT INCLUS. UNE REGRESSION LINEAIRE DES POINTS DONNE UNE VALEUR DE PENTE DE $-0.09 \text{ m}\Omega/\mu\text{N}$ .....	145
FIGURE 91 AMPLITUDE MOYENNE DE LA DECROISSANCE (A) DE $R_c$ EN FONCTION DU NOMBRE DE TESTS SUCCESSIFS SUR UN MEME BUMP DE CONTACT. POUR CHAQUE FORCE, LES VALEURS MOYENNES DES TESTS DE MEME NUMERO SONT PRESENTEES. ....	145
FIGURE 92 CONSTANTE DE TEMPS (DUREE DE VIE) MOYENNE (T) EN FONCTION DU NOMBRE DE TESTS SUCCESSIFS SUR UN MEME BUMP DE CONTACT .....	146
FIGURE 93 DIAMETRE DES SURFACES DE CONTACT RESIDUELLES EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUEE. LES VALEURS DE DIAMETRE CORRESPONDENT A LA DISTANCE MAXIMALE OBSERVEE ENTRE DEUX ASPERITES DEFORMEES SUR LES IMAGES MEB DES BUMPS DE CONTACT (APRES UN OU PLUSIEURS TESTS SUCCESSIFS). LES DONNEES SONT TRACEES SUR UNE ECHELLE LOGARITHMIQUE ET APPROCHEES PAR UNE LOI PUISSANCE EN EXPOSANT $1/3$ . LA DROITE CORRESPONDANT AUX DIAMETRES DE CONTACT ELASTIQUES THEORIQUES (HERTZ) Y EST SUPERPOSEE, EN ROUGE.....	147
FIGURE 94 COURBE DE FORCE — DEPLACEMENT POUR UN PREMIER TEST A $1000 \mu\text{N}$ . LA CHARGE SUR L'ECHANTILLON (2.5) EST REPRESENTEE EN FONCTION DE L'ENFONCEMENT (2.6) APRES CORRECTION DE LA DERIVE THERMIQUE. CEPENDANT CETTE DERNIERE N'EST PAS PARFAITE. AINSI, LE DEPLACEMENT OBSERVE PENDANT LA MESURE DE $R_c$ (ECR) N'EST PAS DU A LA DEFORMATION DES ASPERITES QUI EST SUPPOSEE N'ETRE QUE DE L'ORDRE DE QUELQUES NANOMETRES (GONZALEZ-VALADEZ AND DWYER-JOYCE, 2009). LA FORCE DE SEPARATION CORRESPOND A LA FORCE NEGATIVE LA PLUS IMPORTANTE RELEVÉE. ELLE COÏNCIDE A LA CHARGE APPLIQUEE PRISE A LA SEPARATION S, INDIQUEE PAR LA RUPTURE DE PENTE (RAIDEUR DE CONTACT) LORS DU DERNIER SEGMENT DE DECHARGE.....	149
FIGURE 95 FORCE DE SEPARATION EN FONCTION DU NOMBRE DE TESTS SUCCESSIFS SUR UN MEME BUMP DE CONTACT. LA MOYENNE DES VALEURS OBTENUES EST REPRESENTEE POUR CHAQUE FORCE. ....	150
FIGURE 96 MESURES DE $R_c$ POUR UN CONTACT Au/AU SUR UN PALIER DE 1000 s A FORCE CONSTANTE ( $100 \mu\text{N}$ ) SOUS 10 mA. LA PREMIERE COURBE (NOIRE) CORRESPOND A UNE MESURE CONTINUE ; LA SECONDE A UNE MESURE ELECTRIQUE INTERROMPUE PENDANT 230 s.....	151
FIGURE 97 MESURES DE $R_c$ POUR UN CONTACT Au/AU SUR UN PALIER DE 5 HEURES A FORCE CONSTANTE ( $500 \mu\text{N}$ ) SOUS DIFFERENTES INTENSITES DE COURANT. L'ENCART CORRESPOND A L'EVOLUTION DE LA RESISTANCE MESUREE EN FIN DE PALIER $R_0$ EN FONCTION DE L'INTENSITE.....	152
FIGURE 98 RESISTANCES MESUREES D'UN CONTACT Ru/Ru POUR UNE EXPERIENCE DU TYPE CHARGE – DECHARGE. LA PREMIERE COURBE (A) EST OBTENUE EN REPONSE A UNE APPLICATION DE FORCE IDENTIQUE A CELLE ILLUSTRÉE FIGURE 87 POUR Au (VITESSE DE CHARGEMENT DE $1 \mu\text{N/s}$ ET FORCE MAXIMALE DE $500 \mu\text{N}$ ). LA SECONDE COURBE (B) CORRESPOND A UNE VITESSE DE CHARGEMENT DE $10 \mu\text{N/s}$ . ....	153
FIGURE 99 (A) MODELISATION DE LA SURFACE SELON GREENWOOD & WILLIAMSON (B) GEOMETRIE D'UNE ASPERITE HEMISPHERIQUE EN CONTACT. ....	159
FIGURE 100 MODELE DE CONSERVATION DU VOLUME POUR UNE ASPERITE DE RAYON R (CHANG ET AL., 1987). LA DEFORMEE BLEUE CORRESPOND A L'INTERFERENCE CRITIQUE $w_c$ A PARTIR DE LAQUELLE LA DEFORMATION DEVIENT PLASTIQUE (ROUGE) MAIS OU LE VOLUME RESTE IDENTIQUE.....	162
FIGURE 101 VUE D'ENSEMBLE DU PROBLEME MECANIQUE POUR UN CONTACT SPHERIQUE RUGUEUX (BAHRAMI, 2004). ....	164
FIGURE 102 GEOMETRIE DU CONTACT ENTRE UNE SPHERE LISSE RIGIDE ET UN PLAN RUGUEUX. ....	165
FIGURE 103 EFFET DE LA RUGOSITE SUR LA DISTRIBUTION DE PRESSION DE CONTACT POUR UN CONTACT SPHERE / PLAN CORRESPONDANT AUX PARAMETRES SUIVANTS (INOX) : $P = 25 \text{ mm}$ , $F = 50 \text{ N}$ , $E' = 112 \text{ GPA}$ ET $H = 4 \text{ GPA}$ (BAHRAMI, 2004). ....	167
FIGURE 104 RESEAU DE RESISTANCE ELECTRIQUE D'UN CONTACT RUGUEUX (BAHRAMI, 2004).....	168
FIGURE 105 CONFIGURATION ELECTRIQUE DU CONTACT REALISE GRACE A LA BALANCE DE PRECISION. LA RESISTANCE MESUREE EST LA SOMME DES RESISTANCES D'INTERFACE (1), DE TASSEMENT (CROWDING) (2) ET D'ETALEMENT (SPREADING) (3). ....	169
FIGURE 106 ALGORITHME DE MODELISATION DU CONTACT SPHERE LISSE SUR PLAN RUGUEUX. À PARTIR D'UNE DISTRIBUTION DE PRESSION HERTZIENNE, LE NOMBRE ET LE DIAMETRE DES POINTS DE CONTACT	

PAR UNITE DE SURFACE LE LONG DU RAYON DE LA ZONE DE CONTACT APPARENT SONT CALCULES NUMERIQUEMENT EN UTILISANT LE MODELE CEB. ....	170
FIGURE 107 NOMBRE DE CONTACTS PREVUS PAR LE MODELE POUR LE CONTACT Au / Au EN FONCTION DE LA CHARGE, SELON LE TYPE DE DEFORMATION : ELASTIQUE, PLASTIQUE OU LA COMBINAISON DES DEUX. ....	172
FIGURE 108 RAPPORT DU NOMBRE DE MICROCONTACTS EN DEFORMATION PLASTIQUE SUR LE NOMBRE TOTAL DE POINTS DE CONTACT, EN FONCTION DE LA FORCE DE CONTACT, POUR CHAQUE TYPE D'ÉCHANTILLON. LE MODELE N'AUTORISANT QUE DEUX TYPES DE DEFORMATION, LA PROPORTION DE MICROCONTACTS EN DEFORMATION ELASTIQUE EST SIMPLEMENT LA COMPLEMENTAIRE DE CELLE TRACÉE ICI. ....	172
FIGURE 109 PREDICTION DU NOMBRE DE POINTS DE CONTACT EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUÉE POUR LES ÉCHANTILLONS ETUDIÉS. ....	173
FIGURE 110 ÉVOLUTION DU RAYON DE CONTACT MOYEN EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUÉE POUR LES SIX ÉCHANTILLONS CONSIDÉRÉS. ....	174
FIGURE 111 ÉVOLUTION DE LA SURFACE DE CONTACT REEL PAR RAPPORT A LA SURFACE APPARENTE EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUÉE. ....	175
FIGURE 112 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE DE CONTACT EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUÉE POUR LES SIX TYPES D'ÉCHANTILLONS TESTÉS. L'ENCART CORRESPOND A UN AGRANDISSEMENT AUX FAIBLES FORCES DES COURBES DE Au, Ru20 ET Ru120. LES POINTS EXPERIMENTAUX, PRÉSENTÉS FIGURE 82, SONT COMPARES AUX COURBES ISSUES DE LA MODELISATION DU CONTACT ENTRE BARREAUX CROISES A 5 MA. ....	176
FIGURE 113 NOMENCLATURE UTILISÉE POUR DÉFINIR LE DÉPLACEMENT ELASTIQUE D'UNE SURFACE DUE A UN CHARGEMENT LINEAIRE DE PRESSION ELEMENTAIRE UNIFORME (SAYLES, 1996). ....	179
FIGURE 114 (A) MISE EN CONTACT DE SURFACES NON DÉFORMÉES ET DÉPLACEMENTS. (B) GEOMETRIE DU CONTACT ELASTIQUE RESULTANT ET ÉLÉMENTS DE PRESSIONS CORRESPONDANTS(SAYLES, 1996). ..	180
FIGURE 115 CHARGEMENT PONCTUEL SUR LA SURFACE DE CONTACT DISCRETISÉE. LE DÉPLACEMENT EN IJ EST INFLUENCÉ PAR LA PRESSION AGISSANTE SUR KL. ....	181
FIGURE 116 ORGANIGRAMME DE L'ALGORITHME INCREMENTAL DE CALCUL NUMÉRIQUE DU CONTACT MÉCANIQUE RUGUEUX (ALLWOOD AND CIFTCI, 2005). ....	185
FIGURE 117 COMPARAISON DES ÉVOLUTIONS DE L'ENFONCEMENT (A) ET DU RAYON (B) EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUÉE, D'UN CONTACT ENTRE UNE SPHERE LISSE RIGIDE DE RAYON 15 $\mu\text{m}$ ET UN PLAN DÉFORMABLE, PRÉVUES PAR LA THÉORIE DE HERTZ ET PAR L'ALGORITHME INCREMENTAL DE TYPE BEM. LA GRILLE DE RÉSOLUTION DE CE DERNIER COMPORTE 51*51 ÉLÉMENTS, D'OU LE CRÉNELAGE IMPORTANT DE LA COURBE DU RAYON DE CONTACT. CE DERNIER EST EN EFFET CALCULÉ À PARTIR DE LA SURFACE DE CONTACT, FORMÉE PAR LA SOMME DES AIRES DES ÉLÉMENTS EN CONTACT. ....	186
FIGURE 118 ILLUSTRATION DE PRINCIPE ENTRE UN PLAN RUGUEUX DÉFORMABLE ET UNE SPHERE LISSE RIGIDE DE RAYON 25 $\mu\text{m}$ . LA SURFACE CONSIDÉRÉE (A) CORRESPOND À UNE PORTION D'IMAGE AFM D'OR (51*51 ÉLÉMENTS DE 5 NM DE CÔTE). (B) CORRESPOND AUX COURBES ISOPRESSIONS (MPa) À L'INTERFACE DE CE CONTACT POUR UNE FORCE APPLIQUÉE DE 50 $\mu\text{N}$ . ....	188
FIGURE 119 ORGANIGRAMME DE L'APPROCHE DISCRÈTE DES MODÈLES « ASPERITY-BASED ». D EST LE VECTEUR SÉPARATION DES ASPÉRITES NON EN CONTACT, $F_c$ ET $w_c$ SONT LES VECTEURS CONTENANT RESPECTIVEMENT LES FORCES ET LES ENFONCEMENTS DES ASPÉRITES EN CONTACT. LES AUTRES NOTATIONS SONT COMMUNES AU MODÈLE BEM. ....	190
FIGURE 120 (A) ÉVOLUTION DU NOMBRE DE CONTACTS EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUÉE POUR UN CONTACT Au / Au ENTRE UNE SPHERE LISSE DE RAYON 25 $\mu\text{m}$ ET UNE SURFACE D'OR RUGUEUSE. (B) ÉVOLUTION DE L'AIRE DE CONTACT REEL EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUÉE POUR LA MÊME CONFIGURATION. LES ENCARTS CORRESPONDENT À L'AGRANDISSEMENT DES COURBES AUX FORCES APPLIQUÉES DANS LE DISPOSITIF IMPLIQUANT LE NANOINDENTEUR. ....	191
FIGURE 121 ÉVOLUTION DE LA RESISTANCE DE CONTACT EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUÉE. LES VALEURS SONT CALCULÉES GRÂCE À LA FORMULE DE GREENWOOD (CF. 2.5), ADDITIONNÉE DE $R_{\square}$ . L'ENCART CORRESPOND À UN AGRANDISSEMENT DES COURBES POUR LES FORCES APPLIQUÉES AVEC LE NANOINDENTEUR LORS DES MESURES ÉLECTRIQUES (CHAPITRE 3 – 3) ....	193

## Annexe 2 : liste des tableaux

TABLEAU 1 BILAN COMPARATIF DES PRINCIPAUX PARAMETRES CARACTERISTIQUES DES TECHNOLOGIES CONCURRENTES, UTILISEES POUR COMMUTER UN SIGNAL RF (REBEIZ, 2003). .....	17
TABLEAU 2 AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES DIFFERENTS MODES D'ACTIONNEMENT DES MICROSWITCHES (PATTON AND ZABINSKI, 2005B).....	18
TABLEAU 3 MECANISMES D'USURE DU CONTACT DANS LES MICRO-RELAIS EN FONCTION DU MODE DE FONCTIONNEMENT (YANG, 2008, PATTON AND ZABINSKI, 2005B). LES VALEURS DE TENSION DE CIRCUIT OUVERT INDIQUEES CORRESPONDENT A UN GAP ESTIME A 100 NM.....	21
TABLEAU 4 BILAN DES PRINCIPAUX RESULTATS OBTENUS POUR UN CONTACT SPHERE – PLAN ELASTIQUE SELON LES THEORIES DE HERTZ (ABSENCE D'ADHESION), JKR ET DMT (ARINEIRO, 2003). .....	46
TABLEAU 5 TABLEAU COMPARATIF DES VALEURS CARACTERISTIQUES DE LA LITTERATURE DES MATERIAUX ETUDIES (MASSIF) (LEDBETTER AND KIM, 2000, SLADE, 1999). .....	75
TABLEAU 6 TABLEAUX COMPARATIFS DES VALEURS DE RESISTANCE DE COUCHE ( $\rho/t$ ) MESUREES. ....	80
TABLEAU 7 TABLEAUX COMPARATIFS DES PROPRIETES MECANIQUES MESUREES PAR NANOINDENTATION MESUREES. ....	81
TABLEAU 8 TEMPS DE MAINTIEN DES PALIERS POUR LES INTENSITES IMPOSEES. ....	102
TABLEAU 9 RESUME DES PARAMETRES UTILISES ET DES RESULTATS .....	118
TABLEAU 10 RECAPITULATIF DES PRINCIPAUX PARAMETRES DE RUGOSITE MESURES : DENSITE D'ASPERITES ( $\eta$ ), ECART-TYPE DE LA DISTRIBUTION GAUSSIENNE DES HAUTEURS DES SOMMETS ( $\sigma_s$ ) ET RAYON DE COURBURE MOYEN DES ASPERITES (R). ....	129
TABLEAU 11 RECAPITULATIF DES COMBINAISONS FORCE APPLIQUEE – INTENSITE IMPOSEES POUR LES 6 COUPLES D'ECHANTILLONS (DE MATERIAU IDENTIQUE). POUR PLUS DE LISIBILITE, SEULE LA COUCHE SURFACIQUE EST INDIQUEE. ....	131
TABLEAU 12 PLAN D'EXPERIENCE POUR LE NOMBRE DE BUMPS DE CONTACT A TESTER, EN FONCTION DE LA FORCE APPLIQUEE ET DE NOMBRE DE TESTS SUCCESSIFS. ....	141

# Annexe 3 : Algorithme de contact rugueux statistique

---

## Programme principal

```
// modèle de contact rugueux avec une répartition de pression de Hertz.

clear; // mise à zéro de la mémoire
lines(0); //empêche l'interruption pour demander à continuer d'afficher

//Définition du répertoire de travail
[fdl,err]=mopen("C:\mes documents\Workspace\Scilab>Contact\Programme\Resistance_Nikolic.sci"); //test de l'ouverture du fichier convolution dans le répertoire par défaut
if err==0 then//si le test est réussi
    cd ("C:\mes documents\Workspace\Scilab>Contact");//on prend comme répertoire le répertoire par défaut
else//sinon
    while err~=0,//tant que le test d'ouverture échoue
        chemin=uigetdir("C:\mes documents\Workspace\Scilab>Contact", "Indiquez le chemin complet du nouveau répertoire de travail");//on indique un nouveau chemin
        [fdl,err]=mopen(chemin+"\Programme\Resistance_Nikolic.sci");//test
    end
    cd (chemin);//changement de répertoire
end
mclose(fdl);//on ferme le fichier de test

//
// _____
// Chargement des sous programmes _____
// _____

// Pression statistique locale en fonction de la séparation d
exec(getcwd()+"\Programme\Pression_statistique.sci");

// Surface réelle de contact / surface apparente (en %)
exec(getcwd()+"\Programme\Surface_reelle.sci");

// Nombre de point de contact par unité de surface
exec(getcwd()+"\Programme\Nombre_contacts.sci");

// Résistance en Ohm par  $\mu\text{m}^2$  avec le modèle approché de Nikolic
exec(getcwd()+"\Programme\Resistance_Nikolic.sci");

// Résistance de contact avec prise en compte du crowding d'après le modèle de Allen
exec(getcwd()+"\Programme\Resistance_Allen.sci");

//
// _____
// Paramètres _____
// _____

//définition des valeurs de forces (en mN) pour lesquelles la résistance de contact est calculée
Force=[[5:5:50],[70:10:180],[200:20:500],[600:100:4000]]; //vecteur ligne contenant des groupes de valeurs régulièrement espacées entre elles

rayon_cylindre=3520; // rayon de courbure du cylindre ( $\mu\text{m}$ )
```



```

rayon_asperite=0.178/2; // rayon moyen équivalent (/2) des aspérités (µm)
densite_asperite=224; // densité d'aspérités (/µm²)
sigma=0.00173*2^0.5; // écart-type des hauteurs des aspérités (µm)
young_Au=85/ 2*(1-0.42^2); // module d'Young équivalent du film mince
d'or (GPa)
young_silice=100/ 2*(1-0.206^2); // module d'Young équivalent du substrat
(GPa) (coefficient de poisson du BK7 = 0.206)
durete_Au=1.5; // dureté du film mince d'or (GPa)
Rcarre=0.033;
epaisseur_Au=0.5; // épaisseur du film mince d'or (µm)
resistivite_Au=Rcarre*epaisseur_Au; // résistivité du film mince d'or
(Ohm.µm)
lambda=0.038; // libre parcours moyen des électrons dans l'or (µm)
R4N=0.0303;
kcoef=0.6; //coefficient de proportionnalité tel que la pression moyenne
= kcoef * dureté
wc=(0.5*pi*kcoef*durete_Au/young_Au)^2*rayon_asperite; //interférence
critique marquant la transition élastique-plastique

//distribution en hauteur des aspérités
function p=phi(z),
    p=(1/(sigma*(2*pi)^0.5))*exp(-0.5*(z)^2/sigma^2); //Gaussienne centrée
(le zero est pris au plan moyen de la surface)
endfunction;

//initialisation du tableau des résultats...
Resultats=[]; //matrice 7 lignes, chaque colonne est constituée par:
//1-force appliquée en mN
//2-nombre de points de contacts
//3-résistance de contact totale (due aux aspérités (Nikolic) + prise en
compte de la contribution du resserrement des lignes de courant (Allen) +
spreading)
//4-surface relative (réelle/apparente) totale (en %)
//5-nombre de points de contact en déformation élastique
//6-nombre de points de contact en déformation plastique
//7-rayon de contact moyen

j=0; //initialisation du compteur

//
//Début de la boucle sur les forces
//
//
for F=Force //pour chaque force ...

    j=j+1; //incréméntation du compteur

    //
    // Calcul du rayon de contact élastique entre les barreaux (macroscopique)
    par Hertz
    //
    rayon_Hertz=(0.75*F*rayon_cylindre/young_silice)^(1/3); // (µm)

    //Passage en coordonnées réduites:
    //Soit r tel que 0<=r<=rayon_Hertz
    //Soit x le rayon réduit défini par x= r/rayon_Hertz (0<=x<=1)

    //
    //Grille de résolution Xg
    //
    Xg=[[0:0.1:0.8],[0.8:0.05:0.9],[0.9:0.01:0.99],[0.99:0.001:1]]; //vecteur
    ligne des rayons réduits pour lesquels sont effectués les calculs
    //les résultats obtenus seront alors intégrés sur toute la surface du
    contact

```

```

//
// Calcul de la pression (macroscopique - Hertz) le long du rayon de contact
// en coordonnées réduites
//
P_Hertz=[];//initialisation du vecteur ligne contenant les valeurs de
pression pour chaque point de Xg
P_Hertz=(6/(%pi^3)*F*(young_silice/rayon_cylindre)^2)^1/3 * (1-
Xg.^2).^0.5;//répartition de pression elliptique dans le contact

//
// Calcul de la séparation (distance plan moyen des aspérités - plan
// lisse
//
disp ("début du calcul de D pour "+string(F)+"mN")//pour suivre le déroulement
du programme dans la console

D=[];//initialisation du vecteur ligne contenant la séparation correspondante
à chaque point de Xg
//à vérifier: décalage dans les indices (la séparation D(i) est obtenue
pour Xg(i+1), P_Hertz(i+1)...)

for i=1:length(P_Hertz),//pour chaque élément de Xg...

    fonction y=f(x)//équation à résoudre (l'inconnue est d):
    f(d)=P_Hertz(i) équivalent à y(d)=0

y=pression_statistique(x,young_Au,durete_Au,rayon_asperite,densite_asperite,phi,wc,kcoef)-P_Hertz(i);//execution de la fonction pression_statistique à laquelle on retranche la pression de Hertz au même point

    endfunction

//calcul de d par résolution d'une équation non linéaire
    if i==1,
        d=fsolve(0,f);//la valeur initiale premier calcul (correspondant au
centre du contact) se fait pour une séparation nulle
    else
        d=fsolve(D(i-1),f);//on part ensuite de la séparation précédente
(séparation plus importante car sphère)
    end

    D=[D,d];//ajout du ième élément de la liste (correspondant au ième-1
élément de Xg ??)

end

disp ("fin du calcul de D")//pour affichage dans console

//
// Calcul du rapport surface de contact réelle/ surface de contact nominale
//
S=[];//initialisation du vecteur ligne contenant le rapport susnommé
pour chaque point de Xg

for k=D//pour chaque élément de Xg...//k est une variable muette prenant
les valeurs d correspondantes

    sr=surface_reelle(k,rayon_asperite,densite_asperite,phi,wc);//appel à
la fonction calculant le rapport
    S=[S,sr];

```

```

end

disp ("fin du calcul de S")//pour affichage dans console

//
// Calcul du nombre de points de contact par unité de surface
//
Nombre_contacts=[];//initialisation du vecteur ligne contenant le
nombre de points de contacts par unité de surface pour chaque point de Xg
Contacts_elastiques=[];//initialisation du vecteur ligne contenant le
nombre de points de contacts en déformation élastique par unité de sur-
face pour chaque point de Xg
Contacts_plastiques=[];//initialisation du vecteur ligne contenant le
nombre de points de contacts en déformation plastique par unité de sur-
face pour chaque point de Xg

for k=D//pour chaque élément de Xg...//k est une variable muette pre-
nant les valeurs d correspondantes

[n,ne,np]=nombre_contacts(k,densite_asperite,phi,wc);//appel à la
fonction retournant la nombre de points de contact par unité de surface
au total et selon leur type de déformation
Nombre_contacts=[Nombre_contacts,n];
Contacts_elastiques=[Contacts_elastiques,ne];
Contacts_plastiques=[Contacts_plastiques,np];

end

disp ("fin du calcul de Nombre_contacts")//pour affichage dans console

//
// Calcul de la résistance de contact due aux aspérités sans interaction
(approximation de Wexler par Nikolic)
//
Resistance=[];//initialisation du vecteur ligne contenant les valeurs
de résistance de contact par unité de surface pour chaque point de Xg

for k=D//pour chaque élément de Xg...//k est une variable muette pre-
nant les valeurs d correspondantes
resis-
tance=resistance_nikolic(k,rayon_asperite,densite_asperite,phi,resistivit
e_Au,lambda,wc);//appel à la fonction retournant la résistance de contact
par unité de surface
Resistance=[Resistance,resistance];

end

disp ("fin du calcul de Resistance")//pour affichage dans console

//
// Calculs des grandeurs moyennes
//
//Attention: tous ces calculs sont uniquement valables tant que la sur-
face apparente considérée est 1µm² (implicite), sinon formules non homo-
gènes

// nombre total de points de contact sur toute la zone de contact

nombre_total_contacts=inttrap(rayon_Hertz*Xg,rayon_Hertz*2*pi*Xg.*Nombre
_contacts);//intégration approchée sur la surface de contact des données
avec la méthode des trapèzes.
//le principe est d'approcher la région sous la courbe représentative
de la fonction f par un trapèze et d'en calculer l'aire.
//possibilité d'amélioration avec méthode de Simpson ?
con-
```

```

tacts_elastiques_t=inttrap(rayon_Hertz*Xg,rayon_Hertz*2*pi*Xg.*Contacts_
elastiques);//idem pour contacts élastiques
con-
tacts_plastiques_t=inttrap(rayon_Hertz*Xg,rayon_Hertz*2*pi*Xg.*Contacts_
plastiques);//idem pour contacts plastiques

// résistance sur toute la surface de contact due aux aspérités (assi-
milée à une résistance surfacique)
resis-
tance_surface=(inttrap(rayon_Hertz*Xg,rayon_Hertz*2*pi*Xg.*(Resistance.^
(-1))))^(-1);// intégration approchée sur le disque de contact de Resis-
tance //la double inversion est présente pour sommer les résistances en
parallèles

// résistance sur toute la surface de contact prenant en compte le res-
serrement des lignes de courant
resis-
tance_totale=resistance_allen(rayon_Hertz,Rcarre,resistance_surface*(%pi*
rayon_Hertz^2))+R4N; // résistance aspérités-->resistance_allen + terme
constant de spreading issu des mesures expérimentales

// surface relative (réelle/apparente) totale (en %);
surface_totale=100*(inttrap(rayon_Hertz*Xg,rayon_Hertz*2*pi*Xg.*S)/
(%pi*rayon_Hertz^2));// intégration approchée sur le disque de contact

//rayon de contact moyen
rayon_contact=(surface_totale/nombre_total_contacts*rayon_Hertz^2)^(1/2);

//stockage des données calculées pour la force F considérée dans la
liste des résultats
Resultats=[Resultats,[F; nombre_total_contacts; resistance_totale; sur-
face_totale; contacts_elastiques_t;contacts_plastiques_t;rayon_contact;
D(1); D($)]];//stockage des données calculées pour la force F considérée
dans la liste des résultats

disp("fin de l'itération "+ string(j)+"/"+ string(length(Force)));
end; // fin de la boucle sur les forces

fprintfMat(getcwd()+"\Resultats\Resultats.txt",Resultats,"%e");//enregist-
rements des données calculées dans le fichier "Resultats"

exec(getcwd()+"\Programme\Graphiques_contact.sce");

```

---

## Calcul de la pression locale (Pression\_statistique)

```

// calcul de la pression locale pour une répartition statistique donnée,
modèle CEB.

function p=pression_statistique(d, E, H, rayon_asperite, den-
site_asperite, phi, wc, kcoef)

// d : enfoncement relatif du plan de contact par rapport aux rugosi-
tés µm
// E : module d'young réduit des aspérités
// H : dureté du film mince
// rayon_asperite : rayon des rugosités µm
// densite_asperite : nombre de rugosités par µm2
// phi : distribution en hauteur des aspérités (phi(z) en µm)
// wc : interférence critique
// kcoef : coefficient de proportionnalité tel que la pression moyenne
= kcoef * dureté

```

```

function y=tep(z,d)//définition de la fonction à intégrer pour obtenir
la pression (terme élastique ou plastique --> tep)

    if (z-d)<wc then //cas déformation élastique
        y = (4/3)*rayon_asperite^0.5*E*densite_asperite*(z-
d)^(3/2)*phi(z);
    else //cas déformation plastique
        y = E*densite_asperite*pi*rayon_asperite*kcoef*(H/E)*(2*(z-d)-
wc)*phi(z);
    end

endfunction;

p=intg(d,2,tep);//intégration du terme élastique ou plastique pour ob-
tenir la pression locale

endfunction

```

---

## Calcul de la surface réelle locale (Surface\_reelle)

```

// Calcul du rapport surface de contact réelle / surface de contact rela-
tive
// pour une distribution en hauteur des aspérités phi et pour une sépara-
tion d

function sr=surface_reelle(d,rayon_asperite,densite_asperite,phi,wc)

// d séparation entre le plan de contact le plan moyen des aspérités (µm)
// rayon_asperite rayon des rugosités µm
// densite_asperite nombre de rugosités par µm2
// phi(z) distribution en hauteur des aspérités z (µm)

    function y=f(z,d,wc)//renvoie le terme associé à l'aire de contact
statistique pour intégration selon le régime de déformation

        if(z-d)<wc then // élastique
            y = pi*rayon_asperite*densite_asperite*(z-d)*phi(z); //pour ob-
tenir l'aire réelle il faut multiplier par l'aire nominale
        else // plastique
            y = pi*rayon_asperite*densite_asperite*(2*(z-d)-
wc)*phi(z);//pour obtenir l'aire réelle il faut multiplier par l'aire no-
minale
        end;

    endfunction;

    sr=intg(d,2,list(f,d)); // c'est la surface de contact réelle pour
1µm2 // ou le rapport des deux surfaces si la surface nominale est don-
nées en microns

endfunction;

```

---

## Calcul du nombre de contacts (Nombre\_contacts)

```

// Calcul du nombre de points de contact par unité de surface
// pour une distribution de hauteur des aspérités phi et pour une inter-
pénétration u

function [n,ne,np]=nombre_contacts(d,densite_asperite,phi,wc)

```

```

// d enfoncement relatif du plan de contact par rapport aux rugosités µm
// nba nombre de rugosités par µm²
// phi(z) distribution en hauteur des aspérités en µm

ne=densite_asperite*intg(d,d+wc,phi);//nombre de points de contact
élastiques par unité de surface
np=densite_asperite*intg(d+wc,2,phi);//nombre de points de contact
plastiques par unité de surface
n=np+ne;//nombre total de points de contact par unité de surface

endfunction;

```

---

## Calcul de la résistance surfacique (Resistance\_Nikolic)

```

// Calcul de la résistance surfacique locale (en Ohm par µm²) avec le mo-
dèle approché de Nikolic
// pour une distribution en hauteur des aspérités phi et pour une sépara-
tion d

function resistance=resistance_nikolic(d, rayon_asperite, den-
site_asperite, phi, resistivité_Au, lambda,wc)
// d enfoncement relatif du plan de contact par rapport aux rugosités
µm
// ra rayon des rugosités µm
// nba nombre de rugosités par µm²
// phi(z) distribution en hauteur des aspérités en µm

function cond=condnikol(rayon_contact,resistivite_Au,lamda)//retourne
la valeur de la résistance de contact s'il y a contact, 0 sinon

    if rayon_contact>0 then

cond=((4*resistivite_Au*lamda/(3*pi*rayon_contact^2)+resistivite_Au/(2*r
ayon_contact)*(1+0.83*(lambda/rayon_contact))/(1+1.33*(lambda/rayon_conta
ct)))^(-1);//cf. Nikolic
    else
        cond=0;//pas de contact=>non pris en compte (à vérifier ?)
    end

endfunction;

function y=f(z,d)//retourne le terme de résistance de contact à inté-
grer selon le type de déformation (rayon de contact différent)

    if(z-d)<wc then // élastique
        y = densite_asperite * condnikol((rayon_asperite*(z-
d))^0.5,resistivite_Au,lambda) * phi(z);
    else // plastique
        y = densite_asperite * condnikol((rayon_asperite*(2*(z-d)-
wc))^0.5,resistivite_Au,lambda) * phi(z);
    end

endfunction

funcprot(0);//pour désactiver l'affichage dans la console de la noti-
fication de redéfinition de la fonction cond
resistance=(intg(d,2,f))^(-1); //résistance en parallèles => sommation
des conductances puis inversion
funcprot(1);//retour à l'affichage normal

endfunction

```

---

## Calcul de la résistance de contact (Resistance\_Allen)

```
function r=resistance_allen(a,rsh,rsurf)
//cf. Allen1991 pour sources

// a = rayon de la zone de contact (µm)
// rsh = résistance du film(Ohm)= résistivité / épaisseur
// rsurf= résistance de surface (Ohm µm2)

l=(rsurf/rsh)^0.5;
r=(rsh/(%pi*a))*(1*besseli(0,a/l)/besseli(1,a/l))//facteur 2 devant le
%pi si on prend la formaul (9) de Allen, ok si formule (11)

endfunction
```

## Annexe 4 : Algorithme de contact rugueux - BEM

```
//Algorithme de contact rugueux élastique correspondant à Allwood2005
//formule de Greenwood pour calcul de la résistance avec interaction
entre spots de contact
//nécessite identification des spots de contact par comptage (idem ana-
lyse d'image)

clear; // mise à zéro de la mémoire
lines(0); //empêche la fameuse question de demande de continuité de l'af-
fichage
stacksize(20000000)//augmentation taille mémoire allouée

//Définition du répertoire de travail
[fdl,err]=mopen("C:\mes docu-
ments\Workspace\Scilab>Contact\Programme\Comptage.sci");//test de l'ou-
verture du fichier convolution dans le répertoire par défaut
if err==0 then//si le test est réussi
    cd ("C:\mes documents\Workspace\Scilab>Contact");//on prend comme ré-
pertoire le répertoire par défaut
else//sinon
    while err~=0, //tant que le test d'ouverture échoue
        chemin=uigetdir("C:\mes documents\Workspace\Scilab>Contact", "Indi-
quez le chemin complet du nouveau répertoire de travail");//on indique un
nouveau chemin
        [fdl,err]=mopen(chemin+"\Programme\Comptage.sci");//test
    end
    cd (chemin);//changement de répertoire
end
fclose(fdl);//on ferme le fichier de test

function u_seq=inc_prod(K,y,Ic_seq,In_seq,Mx,My)//calcul de Acn_t*(Acc^-
1)*qc en récupérant Acn par éq. (3)
//Traduction en langage scilab de la fonction que l'auteur a eu la cour-
toisie de nous divulguer
// Function to create u = K*y where K is stored as an influence func-
tion, and y exists only at the locations indicated in Ic_seq, and return u
in sequence at the locations in In_seq
// J M Allwood 15-12-03
u=zeros(Mx,My);//initialisation des déplacements à 0
for i=1:size(Ic_seq,1)//pour chaque point en contact
    k=Ic_seq(i,1);//abscisse du point considéré
    l=Ic_seq(i,2);//ordonnée
    u = u + y(i)*K(Mx+1+(1:Mx)-k, My+1+(1:My)-1);//quart inférieur droit
d K translaté pour que (k,l) soit sur alpha
end;
u_seq=u(sub2ind([Mx My],In_seq(:,1),In_seq(:,2)));//on ne garde que les
points du non active set qu'on range sous forme de vecteur
endfunction

//équation d'une demi-sphère supérieure de rayon r=25 dont le centre a
pour coordonnées (x=r+1,y=r+1,z=r)
function z=f(x,y), z=real(sqrt(-(x-25-1)^2-(y-25-1)^2+15^2)); endfunction
Sphere=feval(1:51,1:51,f);//évaluation de la fonction f (équation de la
paraboloïde) en tout point du repère
Sphere=bool2s(Sphere>0).*Sphere;//tous les points négatifs sont mis à zé-
ro
Surface=-Sphere;//sphère au-dessus, plan rigide en dessous
X=1:size(Surface,1);// vecteur allant de 1 à "nombre de lignes" termes
par pas de 1
Mx=X($);//nombre de lignes
```



```

Y=1:size(Surface,2);//idem avec "nombre de colonnes
My=Y($);//nombre de colonnes
h=matrix(Surface, Mx*My);//vecteur colonne //séparation entre les sur-
faces

ged(1,0)//selection Figure 0
clf();//clear figure
handle=gcf();//handle de la fenêtre sélectionnée
handle.color_map = graycolormap(256);//en niveau de gris
a=gca();//handle des axes
a.title.text="Surface importée";//titre de la figure
grayplot(X,Y,Surface');//graph de la matrice remise à niveau 0

ax=1;//taille des côtés d'un élément (µm)
ay=ax;
Plan=zeros(Surface);//définition du plan lisse de taille identique à Sur-
face
E=85/(2*(1-0.42^2));//module réduit (GPa)
F0=1000;//force en mN
P0_target=F0/(ax*ay);//tel que la somme des Pi = P0_target

//calcul Hertz pour sphère définie ci-dessus
ah=(0.75*F0*15/E)^(1/3); //rayon de contact élastique Hertz (µm)
delta_Hertz=(ah^2)/15;//enfoncement Hertz (µm)

//création matrice K //de manière vectorielle
x = (ax*(-Mx:Mx))*ones(1, (1+2*My));
y = ones((1+2*Mx), 1)*ay*(-My:My);
a=ax/2;
b=ay/2;
xpa=x+a;
xma=x-a;
ypb=y+b;
ymb=y-b;
xpa2=xpa.^2;
xma2=xma.^2;
ypb2=ypb.^2;
ymb2=ymb.^2;
r1 = sqrt(ypb2 + xpa2);
r2 = sqrt(ymb2 + xpa2);
r3 = sqrt(ypb2 + xma2);
r4 = sqrt(ymb2 + xma2);
K=(1/(%pi*E))*(xpa.*log((ypb+r1)/(ymb+r2)) +ypb.*log((xpa+r1)/(xma+r3))
+ xma.*log((ymb+r4)/(ypb+r3)) +ymb.*log((xma+r4)/(xpa+r2)) );//calcul
K_size=size(K);//taille de la matrice K //(2*Mx+1, 2*My+1)

alpha = K(Mx+1, My+1); // valeur maximale de K //contribution de pij sur
dij
R = sqrt(alpha);//initialisation du facteur de Cholesky R (Acc=R^t*R)

// Initialisation de x et y (pour calculer les incréments)
y_vec = 1/alpha;//Acc^-1*qc //pc=delta_F*y/sum(y)

//Identification du premier point à entrer en contact
[hmin, I]=min(h);//valeur et position de la séparation mini
[imin, jmin]=ind2sub([Mx My],I(1));//position dans Surface du point en
contact (le premier si plusieurs)//traduction indice vectoriel --> matri-
ciel
h = h - hmin; // shift des valeurs de séparation pour mise à zéro du
point en contact

// Création des sets de contact (active) et non-contact (non-active)
Ic_seq=[imin, jmin];//vecteur 2 colonnes (x,y) des coordonnées des points
en contact
temp=(1:(Mx*My))';//vecteur horizontal des indices vectoriels de tous les
points
temp(imin + (jmin-1)*Mx)=[];//suppression du point en contact

```

```

[I, J]=ind2sub([Mx My],temp);//traduction indices vectoriels --> matriciels pour les points non en contact
In_seq=[I J];//vecteur 2 colonnes (x,y) des coordonnées des points non en contact (colonne1;colonne2;...;colonne $)

// Initialisation du déplacement U0, de la pression P0 et du vecteur des pressions
U0 = 0;//initialisation du déplacement
U0_hist = U0;//vecteur des déplacements correspondants à chaque itération (historique)
pc_vec = 0;//initialisation de la pression
P0 = 0;//initialisation de la force P0=F0/(ax*ay)
P0_hist = P0;//vecteur des pressions P0 correspondants à chaque itération (historique)

//Calcul de delta_gn (Dg_wig) défini par éq. (17)
g_vec = h;//initialisation de gn à h
g_vec = g_vec(sub2ind([Mx My],In_seq(:,1),In_seq(:,2)));//gn //garde que les points du non active set
z_vec = inc_prod(K, y_vec, Ic_seq, In_seq, Mx, My);// appel à la fonction inc_prod définie plus haut pour calculer Acn_t*(Acc^-1)*qc
// calcul de delta_gn
Dg_wig = (z_vec - ones(length(z_vec)))/sum(y_vec);// delta gn éq. (18)
//initialisation du nombre d'itérations

//recherche du plus petit incrément en force, correspondant à la position du prochain point de contact
[DP0, I]=min(-g_vec./Dg_wig);//éq. (19) // [Delta_P0, position dans vecteur n]
P0 = P0 + DP0; //éq. (20) //màj de P0

no_its = 1;

// Début de la boucle sur la force visée
while (P0<P0_target)//tant que la force obtenue est inférieure à celle visée

    //màj de la séparation, de P0 et des pressions
    //correspond au moment où le point suivnt entre en contact (séparation nulle) mais avec une pression nulle
    g_vec = g_vec + Dg_wig*DP0;// éq. (23) //màj de la séparation des points non en contact
    P0_hist=[P0_hist;P0]; // historique des pressions // Forces
    U0 = U0 + DP0/sum(y_vec);//éq. (21) //màj de l'approche globale
    U0_hist=[U0_hist;U0];// historique des déplacements globaux
    pc_vec = pc_vec + (DP0/sum(y_vec))*y_vec;//éq. (22) //màj des pressions sur les points en contact

    // Identification de a_vec à partir de la stiffness matrix A
    //contribution des pressions des points en contact sur le nouvel entrant (et vice-versa)
    rel_seq = Ic_seq - ones(no_its,1)*In_seq(I, :);//différence anciens Ic - nouveau Ic //positions relatives
    rel_seq = rel_seq + ones(no_its,1)*[Mx+1 My+1];//positions dans K
    a_vec = K(sub2ind(K_size,rel_seq(:,1),rel_seq(:,2)));//valeurs de K correspondantes //aij (colonne de taille c)

    // màj des membres repectifs de Ic et In
    Ic_seq = [Ic_seq; In_seq(I, :)];//ajout du nouvel entrant à l'active set
    In_seq(I, :)=[];//retrait du nouvel entrant du non active set
    pc_vec = [pc_vec;0];//ajout d'une nouvelle pression initialisé à zéro
    g_vec(I) = [];//séparation nulle pour le nouvel entrant

    //factorisation Cholesky
    //calcul des termes pour R(n+1)
    r_vec = R'\a_vec;//vecteur r pour factorisation// résolution du système AX=b //éq. (26)

```

```

rho = sqrt(alpha - r_vec'*r_vec); //calcul rho pour factorisation //éq.
(27)
R = [R r_vec; 0*r_vec' rho]; // màj de Rn --> Rn+1

y_vec=inv(R)*inv(R')*ones(Ic_seq(:,1));

z_vec = inc_prod(K, y_vec, Ic_seq, In_seq, Mx, My); // appel à la fonc-
tion inc_prod définie plus haut pour calculer Acn_t*(Acc^-1)*qc

// calcul de delta_gn
Dg_wig = (z_vec - ones(length(z_vec)))/sum(y_vec); // delta gn éq. (18)

//recherche du plus petit incrément en force, correspondant à la posi-
tion du prochain point de contact
[DP0, I]=min(-g_vec./Dg_wig); //éq. (19) // [Delta_P0 , position dans
vecteur n]
P0 = P0 + DP0; //éq. (20) //màj de P0

// incrémentation du compteur d'itérations
no_its = no_its + 1;

end

//màj finale correspondant à l'application d'une charge supplémentaire
sans modifications des ensembles Ic et In
DP0_target=P0_target-P0+DP0; //définition de l'incrément de force à appli-
quer
P0=P0-DP0+DP0_target; //màj pression
P0_hist=[P0_hist;P0]; // historique des pressions // Forces
g_vec = g_vec + Dg_wig*DP0_target; // éq. (23) //màj de la séparation des
points non en contact
U0 = U0 + DP0_target/sum(y_vec); //éq. (21) //màj de l'approche globale
U0_hist=[U0_hist;U0]; // historique des déplacements globaux
pc_vec = pc_vec + (DP0_target/sum(y_vec))*y_vec; //éq. (22) //màj des
pressions sur les points en contact

// matrice comme Surface avec la pression sur chaque élément
P=zeros(Mx,My); //initialisation de la matrice
P(sub2ind([Mx My], Ic_seq(:,1),Ic_seq(:,2)))=pc_vec; //remplacement par
les pressions des éléments en contact
Ic = bool2s(P>0); //matrice de 0 et de 1 correspondant aux points de con-
tact (=pressions non nulles)

ged(1,1)//sélection Figure 0
clf(); //clear figure
handle=gcf(); //handle de la fenêtre sélectionnée
handle.color_map = graycolormap(256); //en niveau de gris
grayplot(X,Y,P')
//plot3d(X,Y,P')

//calcul de la résistance par la formule de Greenwood //nécessite d'iden-
tifier les spots de contact
rho=2.3*10^(-2); // résistivité du film mince d'or (Ohm.µm)

exec(pwd()+"\Programme\Comptage.sci"); // Comptage d'objets

[nombre_objets,Pointeurs_contours,Contours,Centre_objets,Cint,Pint]=count
objvm(Ic,P);

Ac_seq=[Centre_objets(1,:)*ax;Centre_objets(2,:)*ay;sqrt(Pint(2,:)*ax*ay/
%pi)]'; //vecteur 3 colonnes avec nombre de lignes = nombres de spots
//colonne 1=abscisse du centre (en µm)
//colonne 2=ordonnée du centre (en µm)
//colonne 3=rayon du spot (en µm)//chaque spot de contact est considéré
comme un disque dont la surface est obtenue par sommation des aires des
éléments constituant le spot

```

```

//fonction MatLab de Roland Bunschoten pour calculer la matrice des dis-
tances euclidiennes
function d = distance(a,b)
    // DISTANCE - computes Euclidean distance matrix
    //
    // E = distance(A,B)
    //
    // A - (DxM) matrix
    // B - (DxN) matrix
    //
    // Returns:
    // E - (MxN) Euclidean distances between vectors in A and B
    //
    // Description :
    // This fully vectorized (VERY FAST!) m-file computes the
    // Euclidean distance between two vectors by:
    //
    // ||A-B|| = sqrt ( ||A||^2 + ||B||^2 - 2*A.B )
    aa=sum(a.*a,1); bb=sum(b.*b,1); ab=a'*b;
    d = sqrt(abs(mtlb_repmat (aa',[1 size(bb,2)]) + mtlb_repmat
(bb,[size(aa,2) 1]) - 2*ab));
endfunction

S1=0;//initialisation de la somme des inverses des distances * rayons i
*rayons j (µm)
for i=1:size(Ac_seq,1)
    B=Ac_seq(:,1:2);
    B(i,:)=[];
    A=Ac_seq(:,3);
    A(i,:)=[];
    S1=S1+Ac_seq(i,3)*(distance(Ac_seq(i,1:2)',B').^-1)*A;
end

S2=sum(Ac_seq(:,3));

R_G=rho/(2*S2)+rho*S1/(%pi*S2^2)
R_H=rho/(2*ah)

```

## Annexe 5 : Algorithme de contact rugueux – « Asperity-based »

```
//idem GW_num mais remplacement déformation élastique des aspérités
(Hertz) par modèle CEB
//=>changement fonction pa et calcul ac_vec

clear; // mise à zéro de la mémoire
lines(0); //empêche la fameuse question de demande de continuité de l'af-
fichage
stacksize(20000000)//augmentation taille mémoire allouée

E=85/(2*(1-0.42^2)); //module réduit (GPa)
H=1;
F0_target=10; //force en mN

//pression sur une aspérité
function y=pa(Delta,Ra)//pression , fonction de la séparation
//calcul du vecteur d'interférence critique
Delta_c=(%pi*0.6*H*0.5/E)^2*Ra;
T_CEB=bool2s((Delta-Delta_c)>=0); //vecteur comportant des 0 là où dé-
formation purement élastique et des 1 ailleurs
y=(ones(T_CEB)-
T_CEB).*(4/3*E*(Ra.^0.5).*(Delta.^1.5))+T_CEB.*( %pi*Ra.*Delta.*(2-
Delta_c./Delta)*0.6*H);
endfunction

//contact plan lisse/plan rugueux
cd ("C:\mes documents\Workspace\Scilab>Contact\"); //sélection du réper-
toire de travail
Asperities=fscanfMat(pwd()+"\Surfaces\ObjetsAu.txt");//importation sur-
face
M=find(Asperities(2,:)<20);
Asperities(:,M)=[];
Asperi-
ties=[Asperities(3:4,:);Asperities(5,:)*10^6;Asperities(6,:)]; //passage
m->µm
// contient maintenant les lignes suivantes :
// 3-->1 x sommet (pixel, réel);
// 4-->2 y sommet (pixel, réel);
// 5-->3 z sommet (µm);
// 6-->4 rayon sommet Ra (µm);

//mise à zéro de l'aspérité la plus haute
Asperities(3,:)=(Asperities(3,:)-max(Asperities(3,:)));

//plan rigide
Plan=zeros(Asperities(3,:));

d=Plan-Asperities(3,:); //vecteur colonne //séparation entre les surfaces

//Identification du premier point à entrer en contact
[dmin, I]=min(d); //valeur et position de la séparation mini

//initialisation de l'active set et du non active set
Ic=Asperities(:,I);
In=Asperities;
In(:,I)=[];
d(:,I)=[]; //le point à la séparation 0 est oté

// Initialisation du déplacement U0, de la pression P0 et du vecteur des
pressions
U0 = 0; //initialisation du déplacement
```

```

U0_hist = U0;//vecteur des déplacements correspondants à chaque itération
(historique)
fc_vec = 0;//initialisation des force
Delta=0;//initialisation des enfoncements
F0 = 0;//initialisation de la force F0
F0_hist = F0;//vecteur des pressions F0 correspondants à chaque itération
(historique)

[dmin, I]=min(d);//séparation min
Delta=Delta+dmin;//incrémentation de l'enfoncement pour les aspérités en
contact
fc_vec=pa(Delta,Ic(4,:));//calcul de la force correspondante (Hertz)
F0 = sum(fc_vec);//sommation des forces pour la force globale
F0_hist=[F0_hist,F0];//archivage F0
U0=U0+dmin;//incrémentation du déplacement du corps rigide
U0_hist=[U0_hist,U0];//historique (inutile ici car idem fc_vec mais à
l'envers)

no_its = 1;

// Début de la boucle sur la force visée
while (F0<F0_target)//tant que la force obtenue est inférieure à celle
visée
    if In==[]//si toutes les aspérités sont en contact
        break
    end
    no_its = no_its+1;//incrémentation du compteur

    //màj des sets
    Ic=[Ic,In(:,I(1))];//ajout de l'aspérité en contact à l'active set
    Delta=[Delta,0];//ajout d'un enfoncement nul pour le nouveau point en
contact
    In(:,I(1))=[];//retrait du point en contact
    d(:,I(1))=[];//le point à la séparation 0 est oté

    //recherche du plus petit incrément en déplacement correspondant la po-
sition du prochain point de contact
    [dmin, I]=min(d);//séparation min
    Delta=Delta+dmin;//incrémentation de l'enfoncement pour les aspérités
en contact
    fc_vec=pa(Delta,Ic(4,:));//calcul de la force correspondante (Hertz)
    F0 = sum(fc_vec);//sommation des forces pour la force globale
    F0_hist=[F0_hist,F0];//archivage F0
    U0=U0+dmin;//incrémentation du déplacement du corps rigide
    U0_hist=[U0_hist,U0];//historique (inutile ici car idem fc_vec mais à
l'envers)
end

Delta=Delta-dmin;//suppression de la dernière itération
U0=U0-dmin;//idem
U0_hist($)=[];//idem
F0_hist($)=[];//idem

//trouver incrément delta (x) tq sum(pa(delta+x,Ic(4,:)))=F0_target
//méthode de la sécante
function y=sx(x)//fonction à annuler
    y=sum(pa((Delta+x),Ic(4,:)))-F0_target;
endfunction
a=10^-9;
b=dmin;
deff("y=phi(a,b)","y=b-(sx(b)*(b-a))./(sx(b)-sx(a))");
suite = [a,b]; // initialisation
i=1;//idem
while abs(suite($)-suite($-1))>10^-9 // iterations
    suite(i+2) = phi(suite(i),suite(i+1));
    i=i+1;
end;

```

```

//màj des résultats
Delta=Delta+suite($);
fc_vec=pa(Delta,Ic(4,:)); //calcul de la force correspondante (Hertz)
F0 = sum(fc_vec); //sommation des forces pour la force globale
F0_hist=[F0_hist,F0]; //archivage F0
U0=U0+suite($); //incrémentation du déplacement du corps rigide
U0_hist=[U0_hist,U0]; //historique (inutile ici car idem fc_vec mais à
l'envers)

//calcul des rayons de contact CEB
function y=aa(Delta,Ra) //pression , fonction de la séparation
//calcul du vecteur d'interférence critique
Delta_c=(%pi*0.6*H*0.5/E)^2*Ra;
T_CEB=bool2s((Delta-Delta_c)>=0); //vecteur comportant des 0 là où dé-
formation purement élastique et des 1 ailleurs
y=(ones(T_CEB)-
T_CEB).*(Ra.^0.5).*(Delta.^0.5)+T_CEB.*( %pi*Ra.*Delta.*(2-
Delta_c./Delta));
endfunction

ac_vec=aa(Delta,Ic(4,:));

//utilisation de la formule de Greenwood pour calculer Rc
rho=2.3*10^(-2); // résistivité du film mince d'or (Ohm.µm)
//taille des pixels en µm à récupérer absolument
ax=2.4/512;
ay=ax;
Ac_seq=[Ic(1,:)*ax;Ic(2,:)*ay;ac_vec]'; //vecteur 3 colonnes avec nombre
de lignes = nombres de spots
//colonne 1=abscisse du centre (en µm)
//colonne 2=ordonnée du centre (en µm)
//colonne 3=rayon du spot (en µm)//chaque spot de contact est considéré
comme un disque dont la surface est obtenue par sommation des aires des
éléments constituant le spot

//fonction matlab de Roland Bunschoten pour calculer la matrice des dis-
tance euclidienne
function d = distance(a,b)
// DISTANCE - computes Euclidean distance matrix
//
// E = distance(A,B)
//
// A - (DxM) matrix
// B - (DxN) matrix
//
// Returns:
// E - (MxN) Euclidean distances between vectors in A and B
//
// Description :
// This fully vectorized (VERY FAST!) m-file computes the
// Euclidean distance between two vectors by:
//
// ||A-B|| = sqrt ( ||A||^2 + ||B||^2 - 2*A.B )
aa=sum(a.*a,1); bb=sum(b.*b,1); ab=a'*b;
d = sqrt(abs(mtlb_repmat (aa',[1 size(bb),2])) + mtlb_repmat
(bb,[size(aa),2] 1)) - 2*ab));
endfunction

S1=0; //initialisation de la somme des inverses des distances * rayons i
*rayons j (µm)
for i=1:size(Ac_seq,1)
B=Ac_seq(:,1:2);
B(i,:)=[];
A=Ac_seq(:,3);
A(i,:)=[];

```

```
S1=S1+Ac_seq(i,3)*(distance(Ac_seq(i,1:2)',B').^-1)*A;  
end  
S2=sum(Ac_seq(:,3));  
R_G=rho/(2*S2)+rho*S1/(%pi*S2^2)
```





N° d'ordre : 2010 EMSE 0583

Pierre-Yves DUVIVIER

EXPERIMENTAL STUDY AND MODELLING OF ELECTRICAL AND MECHANICAL QUASISTATIC CONTACT BETWEEN GOLD ROUGH SURFACES: APPLICATIONS TO MEMS MICROSWITCHES.

Speciality: Microelectronics

Keywords: electrical contact, MEMS microswitch, electrical contact resistance, roughness, thin films

Abstract:

The multi scale study of quasi static electrical contact is aimed at understanding those in MEMS microswitches. In this work, an accurate modeling of contact is developed to validate constitutive relations based on measurements obtained through the development of two original experimental set ups: a precision balance, which enables to perform a macroscopic contact between crossed roads coated with thin films of the materials to be tested, and a nanoindenter instrumented for electrical measurements reproducing microswitches contacts. They both allow a comparative study of different samples depending on the force (from  $\mu\text{N}$  to N), current ( $\mu\text{A}$  to A), surface condition (roughness) or time, while the contact is characterized through its electrical resistance. The measurements are obtained in the first place for gold, the reference contact material for MEMS microswitches applications. The study of large contacts was nevertheless extended to Ru, Rh, Pt and Au-Ni alloy.

The results obtained using the precision balance showed the need to take into account the influence of the thin film configuration of contact materials, both in terms of mechanical (roughness) and electrical (distribution of current lines). Their comparison to a statistical model of rough contact gives satisfactory results. This approach also required the development of an image analysis algorithm of topographic maps obtained through atomic force microscopy. It allows quantifying precisely the position, height and radius of curvature of each surface asperity.

Measurements made using the nanoindenter showed the effect of the time of closure of the micro contact on electrical resistance values. The creep of asperities may be partly responsible for the observed time decay, leading to limit resistance values comparable to those calculated using a numerical modeling of the contact between discretized asperities and a smooth sphere.

N° d'ordre : 2010 EMSE 0583

Pierre-Yves DUVIVIER

## ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET MODÉLISATION DU CONTACT ÉLECTRIQUE ET MÉCANIQUE QUASI STATIQUE ENTRE SURFACES RUGUEUSES D'OR : APPLICATION AUX MICRO-RELAIS MEMS

Spécialité : Microélectronique

Mots clefs : contact électrique, micro-relais MEMS, résistance de contact, rugosité, films minces

Résumé :

L'étude du contact électrique quasi statique à plusieurs échelles permet de comprendre celui des micro-relais MEMS. Au cours de ce travail, une modélisation fine du contact est développée pour valider des lois de comportement établies à partir des mesures obtenues grâce à la mise au point de deux dispositifs expérimentaux originaux : la balance de précision, qui permet de réaliser un contact à l'échelle macroscopique entre barreaux croisés recouverts des films minces des matériaux à tester, et un nanoindenteur instrumenté pour la mesure électrique reproduisant un micro-contact identique à celui des micro-relais. Ils permettent tous deux de mener une étude comparative de différents échantillons en fonction de la force (de la dizaine de  $\mu\text{N}$  à quelques N), du courant (du  $\mu\text{A}$  à l'A), de l'état de surface (rugosité) ou encore du temps ; le contact étant caractérisé par sa résistance électrique. Ce travail concerne principalement le contact réalisé entre films minces en Au, matériau de contact de référence pour les applications micro-relais MEMS. L'étude des contacts de grande dimension a néanmoins été élargie à Ru, Rh, Pt et à l'alliage Au-Ni.

Les résultats obtenus à l'aide de la balance de précision ont démontré la nécessité de prendre en compte l'influence de la configuration en film mince des matériaux de contact, tant du point de vue mécanique (rugosité) qu'électrique (répartition des lignes de courant). Leur comparaison à une modélisation statistique du contact rugueux donne des résultats satisfaisants. Cette approche a par ailleurs nécessité le développement d'un algorithme d'analyse d'image des relevés topographiques réalisés au microscope à force atomique, permettant ainsi de quantifier précisément les positions, taille et rayon de courbure de chaque aspérité de la surface.

Les mesures effectuées à l'aide du nanoindenteur ont mis en évidence l'effet de la durée de fermeture des microcontacts sur la valeur de la résistance électrique. Le fluage des aspérités serait en partie responsable de la décroissance temporelle observée, aboutissant à des valeurs de résistance limite comparables à celles calculées à l'aide d'une modélisation numérique du contact entre des aspérités discrétisées et une sphère lisse.