



**HAL**  
open science

# Modélisation par éléments finis du contact ohmique de microcommutateurs MEMS

Hong Liu

► **To cite this version:**

Hong Liu. Modélisation par éléments finis du contact ohmique de microcommutateurs MEMS. Sciences de l'ingénieur [physics]. INSA de Toulouse, 2013. Français. NNT: . tel-01064650

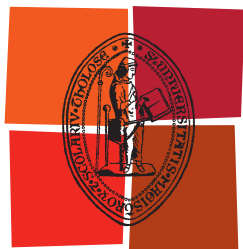
**HAL Id: tel-01064650**

**<https://theses.hal.science/tel-01064650>**

Submitted on 16 Sep 2014

**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.



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (INSA de Toulouse)

---

**Présentée et soutenue par :**

Hong LIU

le 22 mai 2013

**Titre :**

Modélisation par éléments finis du contact ohmique  
de microcommutateurs MEMS

---

**École doctorale et discipline ou spécialité :**

ED MEGEP : Génie mécanique, mécanique des matériaux

**Unité de recherche :**

EA 814 INSTITUT CLEMENT ADER

**Directeur(s) de Thèse :**

Stéphane COLIN, Dimitri LERAY

**Jury :**

Laurent CHAMPANEY (Professeur, ENSAM)

Karim INAL (Professeur, Mines ParisTech)

Pierre-Emmanuel MAZERAN (Maître de conférences HDR, UTC)

Stéphane COLIN (Professeur, INSA de Toulouse)

Dimitri LERAY (Maître de conférences, INSA de Toulouse)

Patrick PONS (Chargé de recherches, LAAS-CNRS)

*A mon père, M. C. LIU, parti trop tôt*  
*A ma mère, Mme. X. Zhu, qui supporte toute la famille*

# Remerciements

Trois ans et neuf mois sont passés, et enfin, j'ai soutenu ma thèse. Comme presque toutes thèses, la réalisation de mes travaux a été constituée de nombreux moments de joie et d'enthousiasme, mais aussi de périodes de doute et d'anxiété. Et plus que ça, il y a eu aussi un gros problème pour moi, la langue, le français. Je n'ai pu que dire « Bonjour » quand je suis arrivée.

Mais, j'ai de la chance, j'ai rencontré beaucoup de personnes qui m'ont aidée pour ma thèse et pour la vie au quotidien. Je voudrais remercier ces personnes ici.

J'adresse tout d'abord mes remerciements à Monsieur Karim INAL, professeur à MINES ParisTech-CEMEF, et Monsieur Pierre-Emmanuel MAZERAN, Maître de conférences HDR à l'UTC-Laboratoire Roberval, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de recherche en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse.

J'exprime ma gratitude à Laurent CHAMPANEY, professeur à Arts et Métiers ParisTech-CER, pour l'honneur qu'il a bien voulu nous faire en acceptant à la fois d'évaluer mes travaux et de présider le jury.

Mes remerciements s'adressent également à Fabio COCCETTI, Chef de projet R&D à Fialab Toulouse (anciennement NovaMEMS), pour avoir accepté d'examiner mes travaux de thèse et participer au jury.

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé en tant que doctorante de l'Institut Clément Ader (ICA) à l'INSA-Toulouse, mais mon lieu de travail était le Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) de Toulouse, au sien du groupe Micro et Nano système pour les Communications sans fils (MINC), au siens duquel j'ai été accueillie durant ma thèse.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur Patrick PONS, pour la confiance qu'il m'a accordée et pour avoir été mon responsable durant mon séjour au LAAS. Sa disponibilité, ses qualités humaines et ses connaissances scientifiques m'ont beaucoup aidée.

Un grand remerciement à Fabienne PENNEC, dont j'ai pris la suite dans l'étude du micro-contact. Merci bien pour sa patience et sa disponibilité pour m'expliquer les travaux de sa thèse et répondre à toutes mes questions même après son départ du LAAS.

J'adresse ma vive reconnaissance à M. André FERRAND, maître de conférences à l'INSA-Toulouse, pour son accueil, sa gentillesse, et sa participation à mon encadrement au début de mon séjour à l'INSA.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude aux deux directeurs de cette thèse, M. Stéphane COLIN, professeur à l'INSA-Toulouse et M. Dimitri LERAY, maître de conférences à l'INSA-Toulouse, pour leur bonne humeur, leurs conseils scientifiques et leur patience face à mes limites avec la langue française.

Je tiens à remercier particulièrement Stéphane, d'avoir dirigé mes travaux de thèse, et pour ses qualités humaines et sons sens de l'expertise, notamment en fin de thèse pour la rédaction et l'organisation de la soutenance, fut grandement appréciée.

Les travaux de recherche présentés à ce mémoire ont été principalement encadrés par Dimitri LERAY 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 gentillesse, sa bonne humeur et sa disponibilité, sa patience face à mon français et quelquefois des

discussions difficiles. Merci aussi de son encouragement et de me convaincre de l'intérêt du travail que j'ai fait. Merci mille fois du fond du cœur pour sa présence et son investissement !

En tant que membre de l'Institut Clément Ader (ICA), je me dois de remercier les collègues de Génie Méca de l'INSA, de membres de l'équipe ISM-MS2M. J'ai passé très peu de temps au département de Génie Méca, mais j'ai bien ressenti l'amitié. Merci bien à Lijian, Fériel, Jie, Hacene, Christina, Pascale, Jian... Merci pour les bons moments passés ensemble, la plupart pendant les réunions mensuelles.

J'adresse également des remerciements aux secrétaires de Génie Méca, Mme Annie CAZEAUX, et particulièrement M. Luc TOUCHET, pour sa disponibilité et son aide logistique lors des différents déplacements.

J'exprime mon grand remerciement à Adrien Broué de Fialab, pour sa participation active à mes travaux, ses solides connaissances en physique du contact et les discussions fructueuses. Et bien sûr j'exprime ma vive gratitude à Julien Martegoutte de NovaMEMS et de l'Université de Lyon, pour sa disponibilité et ses mesures expérimentales de nano-indentation. Et aussi merci à Christina VILLENEUVE et Emmanuelle DARAN pour le temps qu'elles m'ont consacré pour la réalisation de mesure AFM, mes remerciements notamment à Christina pour son joli sourire et ses encouragements. Merci également à l'équipe de caractérisation et à Anthony Coustou pour résoudre les problèmes en Salle CAO.

Un grand remerciement à toute l'équipe MINC, pour leur amitié et le soutien moral qu'ils m'ont témoigné tout au long de ma thèse.

Je n'oublie pas mes anciennes collègues : Mai (pour son sourire toujours), Hicham (pour son chaleureux accueil et sa patience à me montrer les manips), et merci bien à Abdou, Sébastien, Laura, Badre, Ali, Jasen, ... et aussi d'autres collègues durant la première année de ma thèse.

Je tiens à remercier vivement les collègues qui ont commencé leur thèse presque au même moment : Dina, Nuria, Mariano, Mihai, Franck, Thomas. J'adresse un remerciement particulier à Dina pour son encouragement pendant les périodes difficiles.

Et enfin, je n'oublie pas de remercier fortement les collègues qui constituent l'équipe MINC maintenant. Merci bien à Céline, Rosa, Ayoub, Olivier, Mihai, Giancarlo pour avoir passé de bons moments de repas, et de temps en temps de discussions très amusantes. Merci également à Anya, Florian, Stanis, Dominique, Fermin, Jonathan. ..

Je tiens à remercier chaleureusement George, mon collègue de bureau de toujours (G37 puis G44). Je le remercie du fond de mon cœur pour son éternelle bonne humeur, ses encouragements et ses conseils sur la vie, merci d'avoir toujours pensé à moi, et d'avoir beaucoup fait attention à fournir une ambiance très paisible et calme pendant la rédaction de ma thèse.

Merci bien à M. Patrick PONS, M. Hervé AUBERT, M. Fabio COCCETTI, M. Alexandru TAKACS, et Mme. Daniela DRAGOMIRESCU, pour leur organisation et contribution pour notre group MINC.

J'aurais encore beaucoup de choses à dire sur chaque membre de MINC, mais je m'arrête là. Je vais simplement dire que sans eux, cette expérience n'aurait pas été si amusante et si agréable. Merci encore une fois à tous les membres du groupe MINC, je souhaite de tout cœur qu'ils finissent leur thèse ou travail avec succès, et une bonne continuation pour le futur.

Je voudrais aussi remercier Abdel, Moustafa, mes amis du LAAS qui travaillaient sur des simulations en Salle CAO, merci particulièrement à Abdel de m'apprendre le français, de son amitié et de son soutien moral. Merci également à mes collègues chinois (Zhongda, Peihua, Yijun, Ding, Haixia, ...).

Je remercie également aussi l'ensemble du personnel du LAAS pour leur aide, et en particulier les membres de Sysadmin, du service du personnel et à la documentation. J'exprime ma grande gratitude pour notre ancienne secrétaire Brigitte Ducrocq, pour sa gentillesse, son amitié et sa disponibilité. Merci également à notre nouvelle secrétaire Marie-Agnès Bellieres.

Ces remerciements seraient incomplets si je ne mentionnais pas le China Scholarship Conseil (CSC) et mon université de master South China University of Technology (SCUT) : sans la bourse du CSC et le soutien de SCUT, je n'aurais pas pu pas faire des études en France et avoir cette expérience très riche et brillante.

Merci à tous mes amis chinois et non-chinois, Lu, Pang, Tao, Jin, Weiwen, Lijian, Gui, Simona, Pompiliu, ... Merci bien à mes amis Pakistanais (Muazzam, Inam, abid, et Aysha). Merci à tous mes amis de tango et salsa, les membres de comité de l'association UCECF-ST, pour leur amitié et pour avoir passé de bons moments joyeux et détendus.

J'exprime enfin ma plus profonde gratitude à l'ensemble de ma famille pour leur soutien indéfectible tout au long de ma thèse.

Merci encore une fois à toutes et à tous pour votre contribution à la réussite de ma thèse et ces trois ans et neuf mois d'expériences inoubliables.

# Table des matières

Table des matières.....	5
Introduction générale .....	12
1. Problématique et état de l'art .....	13
Nomenclature .....	13
1.1. Micro-commutateurs et contact métal-métal .....	17
1.1.1. Qu'est-ce qu'un micro-commutateur ? .....	17
1.1.2. Micro-commutateurs capacitifs et micro-commutateurs ohmiques .....	17
1.1.3. Physique du contact ohmique .....	19
1.1.4. Fiabilité des microcontacts .....	20
1.1.5. Matériaux pour le contact ohmique .....	20
1.2. Théories et modélisation du contact mécanique .....	21
1.2.1. Contact mécanique entre deux corps lisses .....	21
1.2.1.1. Lois de comportement de matériau .....	21
1.2.1.2. Comportement élastique et contact de Hertz – modèle E .....	22
1.2.1.3. Comportement parfaitement plastique – modèle P.....	24
1.2.1.4. Comportement élastique - parfaitement plastique.....	24
1.2.1.4.1. Modèle CEB.....	24
1.2.1.4.2. Modèle ZMC.....	25
1.2.1.4.3. Modèles basés sur des simulations éléments finis.....	27
1.2.1.5. Comportement élastoplastique - Effet de l'écroutissage .....	29
1.2.2. Contact mécanique entre surfaces rugueuses.....	30
1.2.2.1. Modèles basés sur une description statistique .....	30
1.2.2.1.1. Description statistique de surface rugueuse .....	30
1.2.2.1.2. Contact mécanique de modèle statistique .....	31
1.2.2.1.3. Limitations des modèles statistiques.....	32
1.2.2.2. Modèles basés sur une description fractale .....	33
1.2.2.2.1. Description fractale de surface rugueuse .....	33
1.2.2.2.2. Contact mécanique dans le cas d'un modèle fractal .....	34
1.2.2.3. Modèle multi-échelle .....	35

1.2.2.4.	Modèles déterministes .....	36
1.2.2.4.1.	Mesure de la rugosité .....	37
1.2.2.4.2.	Méthode déterministe d'Achkar et Penneç.....	37
1.2.3.	Fluage des aspérités.....	37
1.3.	Calcul de la résistance électrique de contact .....	39
1.3.1.	Résistance électrique de constriction .....	39
1.3.1.1.	Cas d'un spot unique de contact.....	39
1.3.1.1.1.	Spot de forme circulaire .....	39
1.3.1.1.2.	Influence de la forme du spot.....	41
1.3.1.1.3.	Influence de la forme des aspérités.....	41
1.3.1.2.	Cas de plusieurs spots.....	42
1.3.1.2.1.	Régime diffusif .....	42
1.3.1.2.2.	Régime balistique.....	43
1.3.1.2.3.	Régime mixte .....	44
1.3.1.3.	Effet de couche mince.....	44
1.3.1.4.	Contacts multicouches.....	46
1.3.2.	Oxydes et contaminants de surface.....	47
1.3.2.1.	Caractérisation des films d'oxyde ou de contaminants .....	47
1.3.2.2.	Calcul de résistance totale .....	47
1.3.2.2.1.	Travaux de Holm .....	47
1.3.2.2.2.	Modèle de Nakamura .....	48
1.3.2.2.3.	Modèle de Kogut.....	49
1.3.2.2.4.	Conclusion.....	49
1.4.	Physique thermoélectrique du contact .....	50
1.4.1.	Introduction .....	50
1.4.2.	Température au niveau du contact.....	51
1.4.2.1.	Théorie classique.....	51
1.4.2.2.	Cas des spots de contact de très petite dimension .....	52
1.4.3.	Champs de température et de potentiel électrique .....	53
1.4.3.1.	Contact monométallique .....	53
1.4.3.2.	Contact Bimétallique.....	54



1.4.4.	Modélisation multiphysique du contact .....	56
1.5.	Conclusions .....	57
1.6.	Bibliographie du Chapitre 1 .....	57
2.	Modélisation mécanique du contact .....	65
	Nomenclature .....	65
	Introduction .....	67
2.1.	Développement d'un outil de modélisation du contact.....	67
2.1.1.	Description de la méthode de Pennec.....	67
2.1.2.	Simplifications des modèles de Pennec.....	68
2.1.3.	Résultats et conclusions obtenus par Pennec .....	70
2.1.3.1.	Validation des simplifications .....	70
2.1.3.2.	Validation de la méthode de simulation par des mesures expérimentales .....	70
2.1.4.	Amélioration du modèle .....	71
2.1.4.1.	Limites du modèle d'analyse EF de Pennec .....	71
2.1.4.2.	Loi de comportement du matériau.....	71
2.2.	Validation par indentation d'échantillon.....	71
2.2.1.	Expérimentation réalisée .....	72
2.2.1.1.	Protocole expérimental .....	72
2.2.1.2.	Analyse des résultats expérimentaux .....	72
2.2.2.	Modèle numérique .....	73
2.2.2.1.	Relevé AFM .....	73
2.2.2.2.	Description du modèle EF .....	74
2.2.3.	Comparaison simulation-expérimentation .....	75
2.2.4.	Discussion sur le modèle EF .....	77
2.2.4.1.	Comparaison BISO / MISO .....	77
2.2.4.2.	Influence de la résolution du maillage.....	78
2.2.4.3.	Influence des propriétés du matériau.....	79
2.2.5.	Conclusion.....	81
2.3.	Validation par l'expérimentation sur micro-commutateur .....	82
2.3.1.	Description de l'essai micro-flexion et résultats de mesures .....	82
2.3.2.	Analyse par élément finis.....	85

2.3.2.1.	Modélisation du contact entre la pointe et le pont.....	85
2.3.2.2.	Modélisation du contact entre le pont et le plot.....	86
2.3.2.2.1.	Description de relevé AFM pour le plot.....	87
2.3.2.2.2.	Modèle EF : mise en œuvre .....	88
2.3.2.2.3.	Modèle EF : résultats .....	89
2.3.2.3.	Modèle global .....	89
2.3.2.4.	Comparaisons modèle-expérience .....	89
2.3.3.	Influence de la rugosité du pont .....	90
2.3.3.1.	Comparaison des relevés AFM de la surface inférieure du pont.....	90
2.3.3.2.	Modèle EF rugueux-lisse .....	91
2.3.3.3.	Modèle EF comparaisons : entre rugueux-lisse et rugueux-rugueux .....	91
2.4.	Etude sur le comportement mécanique de contact .....	93
2.4.1.	Etat de l'art sur le problème de chargement-déchargement.....	93
2.4.2.	Préparation des modèles .....	94
2.4.2.1.	Description du modèle réduit .....	95
2.4.2.2.	Modélisation du modèle de contact équivalent : lisse-lisse .....	96
2.4.3.	Influence de la rugosité pour le contact Au-Au .....	97
2.4.3.1.	Influence de la finesse de maillage .....	97
2.4.3.2.	Influence de la hauteur des aspérités.....	100
2.4.4.	Influence de la rugosité pour le contact Ru-Ru.....	102
2.4.4.1.	Influence de la finesse de maillage .....	102
2.4.4.2.	Influence de la hauteur des aspérités.....	104
2.4.5.	Conclusion – Rugosité et contact mécanique.....	106
2.5.	Conclusion.....	106
2.6.	Bibliographie du Chapitre 2 .....	107
3.	Modélisation mécano-électrique.....	110
	Nomenclature .....	110
	Introduction .....	112
3.1.	Méthode A – calcul EF mécanique, calcul analytique de RCE.....	112
3.1.1.	Mise en œuvre : Calcul analytique de RCE.....	113
3.1.2.	Résultats et discussions .....	114

3.1.2.1.	Influence de la rugosité sur la RCE.....	114
3.1.2.1.1.	Contact Au-Au.....	115
3.1.2.1.2.	Contact Ru-Ru.....	117
3.1.2.2.	Evolution des spots de contact.....	120
3.1.2.2.1.	Discussion des résultats EF.....	120
3.1.2.3.	Conclusions.....	123
3.2.	Méthode B – Simulations multi-physiques.....	123
3.2.1.	Approche directe.....	124
3.2.1.1.	Description du modèle EF.....	124
3.2.1.2.	Validation du modèle et résultats de simulations.....	126
3.2.1.2.1.	Comportement mécanique.....	127
3.2.1.2.2.	Comportement thermoélectrique.....	127
3.2.1.3.	Limitations – approche directe.....	130
3.2.1.4.	Conclusions – approche directe.....	130
3.2.2.	Approche séquentielle.....	130
3.2.2.1.	Description du modèle EF.....	130
3.2.2.2.	Mise au point : paramètre PINB.....	132
3.2.2.3.	Validation sur modèle lisse-lisse.....	134
3.2.2.3.1.	Comportement mécanique.....	135
3.2.2.3.2.	Comportement thermoélectrique.....	135
3.2.2.4.	Résultats avec le modèle de contact rugueux.....	135
3.2.2.5.	Conclusion – méthode de couplage séquentiel.....	138
3.2.3.	Conclusion – calcul multiphysique par EF.....	138
3.3.	Conclusion – modélisation du contact électrique.....	138
3.4.	Bibliographie du Chapitre 3.....	138
4.	Modélisation d’aspérité simplifiée.....	141
	Nomenclature.....	141
	Introduction.....	143
4.1.	Modèle d’aspérité simplifiée sans film résistif.....	143
4.1.1.	Géométrie de référence d’aspérité.....	143
4.1.1.1.	Choix d’un modèle géométrique.....	143

4.1.1.2.	Relevé AFM utilisé.....	144
4.1.1.3.	Méthodologie d'extraction des paramètres .....	145
4.1.1.4.	Résultats d'extraction des paramètres d'aspérité .....	148
4.1.2.	Modèle EF d'une aspérité unique .....	149
4.1.2.1.	Description des modèles.....	149
4.1.2.2.	Influence de la géométrie et de la dimension de la masse.....	150
4.1.2.2.1.	Masse sphérique et masse parallélépipédique .....	150
4.1.2.2.2.	Modèle de base .....	151
4.1.2.2.3.	Effet du type de masse .....	151
4.1.2.2.4.	Influence des dimensions du bloc parallélépipédique .....	152
4.1.2.2.5.	Conclusion- géométrie et dimension de la masse.....	153
4.1.2.3.	Validation du modèle EF par calcul analytique.....	153
4.1.2.4.	Influence des paramètres géométriques de l'aspérité .....	155
4.1.2.4.1.	Modèles numériques .....	155
4.1.2.4.2.	Influence du rayon de spot.....	156
4.1.2.4.3.	Influence de la pente de l'aspérité .....	159
4.1.2.4.4.	Influence de la hauteur des aspérités.....	163
4.1.3.	Modèles EF avec plusieurs aspérités en contact .....	165
4.1.3.1.	Influence du nombre de spots en contact .....	165
4.1.3.1.1.	Description des Modèles EF.....	165
4.1.3.1.2.	Résultats et analyse .....	166
4.1.3.2.	Influence de la distribution des spots.....	169
4.1.3.2.1.	Description des modèles EF.....	169
4.1.3.2.2.	Résultats et analyse .....	169
4.1.3.3.	Conclusion.....	171
4.1.4.	Electrode de structure multicouche .....	172
4.1.4.1.	Description des modèles EF .....	172
4.1.4.2.	Résultats et analyse .....	173
4.1.4.3.	Conclusion.....	175
4.1.5.	Dépendance en température des propriétés matériaux.....	175
4.1.5.1.	Description des modèles EF .....	175

4.1.5.2.	Résultats et analyse .....	177
4.1.5.3.	Conclusion .....	179
4.2.	Modèle d'aspérité avec film résistif.....	180
4.2.1.	Film résistif continu.....	180
4.2.1.1.	Description du modèle analytique.....	181
4.2.1.2.	Résultats et analyse .....	181
4.2.2.	Film résistif non continu .....	182
4.2.2.1.	Description des modèles EF & analytique.....	182
4.2.2.2.	Contact Au-Ni – Résultats des modèles et analyse.....	184
4.2.2.2.1.	Avec un seul nano-spot.....	184
4.2.2.2.2.	Avec plusieurs nano-spots .....	186
4.2.2.3.	Remarques sur la résistivité électrique du film .....	190
4.3.	Conclusions .....	191
4.4.	Bibliographie du Chapitre 4 .....	192
	Conclusion générale.....	194

# Introduction générale

Les micro-commutateurs, développés depuis plusieurs décennies et dont quelques-uns sont maintenant commercialisés, voient toujours leur diffusion limitée par des difficultés de fiabilisation.

Si l'on s'intéresse aux micro-commutateurs ohmiques qui réalisent, en version miniature, la fonction des relais électriques communs, ces problèmes de fiabilité sont liés pour l'essentiel à la dégradation du contact électrique. Par exemple, un contacteur dont la résistance reste trop élevée lorsqu'il est fermé est défectueux.

Les faibles forces de contact dans les micro-commutateurs, contrairement aux relais à l'échelle macro, semblent compliquer les phénomènes en jeu dans le maintien des performances électriques. En particulier, les forces faibles laissent une grande importance aux effets de surface, et la rugosité des surfaces en contact peut jouer un rôle crucial. On comprend donc que la compréhension du comportement électrique d'un micro-commutateur implique l'étude du contact mécanique entre surfaces rugueuses. Les travaux de Fabienne Pennec au Laboratoire d'Architecture et d'Analyse des Systèmes (LAAS), de 2006 à 2009, ont permis de mettre en place une méthodologie d'investigation du comportement mécanique des microcontacts, par topographie AFM puis calcul par éléments finis.

Par ailleurs, la zone de contact est le lieu où le flux de courant électrique est le plus concentré. Les pertes par effet Joule y sont donc a priori importantes, et les phénomènes thermiques qui en résultent sont de toute première importance pour la tenue dans le temps des performances d'un micro-commutateur. A la suite des travaux de Pennec, il a été décidé de tenter d'étendre les capacités de modélisation à des calculs couplés mécanique-électrique-thermique, idée de départ de la présente thèse.

Ainsi, dans le premier chapitre, après avoir brièvement apporté quelques connaissances fondamentales concernant les micro-commutateurs, nous résumons l'état de l'art sur l'étude du contact mécanique applicable aux micro-commutateurs et sur le calcul de la résistance électrique d'un contact.

Nous présentons ensuite, dans le deuxième chapitre, la méthodologie de simulation mécanique du contact, sa validation et l'analyse de l'influence de différents paramètres.

On s'attache ensuite dans le troisième chapitre à adjoindre le calcul de résistance électrique de contact à la simulation du contact. Des conclusions sont tirées sur la capacité de la méthodologie de simulation à réaliser des calculs prédictifs de résistance de contact.

Ces travaux montrent l'intérêt d'une modélisation plus détaillée du contact. Le quatrième chapitre est ainsi consacré à la mise en place et à l'exploitation d'un modèle d'aspérité unique.

Le manuscrit se conclut par un résumé des principaux résultats et la proposition de perspectives.

# 1. Problématique et état de l'art

## Nomenclature

### Symboles romains

$a$	rayon de spot en contact (m)
$a_e$	aire de contact due à la déformation élastique (m <sup>2</sup> )
$a_p$	aire de contact due à la déformation plastique (m <sup>2</sup> )
$a_{eff}$	rayon équivalent (m)
$A$	aire de contact (m <sup>2</sup> )
$A_c$	aire de contact réel à l'interférence critique $\omega_c$ (m <sup>2</sup> )
$A_e$	aire de contact due à la déformation élastique (m <sup>2</sup> )
$A_p$	aire de contact due à la déformation plastique (m <sup>2</sup> )
$A_n$	aire de contact apparente (m <sup>2</sup> )
$A_t$	aire de contact totale (m <sup>2</sup> )
$A^*$	aire de contact adimensionnée
$\bar{A}$	aire de contact de chaque aspérité (m <sup>2</sup> )
$\bar{A}_i$	aire de contact de chaque aspérité de fréquence $i$ (m <sup>2</sup> )
$c$	demi-côté du carré et rayon du cycle de modèle Nakamura (m)
$C$	paramètre matériau de fluage
$d$	distance entre les deux surfaces rugueuses ou distance de la surface supérieure lisse à un plan moyen de la surface rugueuse (m)
$D$	dimension fractale ( $2 < D < 3$ )
$E$	module d'élasticité ou module d'Young (Pa)
$E^*$	module d'Young équivalent (Pa)
$E_t$	module tangent (Pa)
$F$	force de contact (N)
$F_c$	force de contact à l'interférence critique $\omega_c$ (N)
$F_E$	force de contact en régime élastique (N)
$F_P$	force de contact en régime plastique (N)
$F^*$	force de contact adimensionnée
$\bar{F}$	force de contact de chaque aspérité (N)
$G$	rugosité fractale
$H$	dureté Meyer (Pa)

$I_C$	courant passant au contact (A)
$k$	rapport entre la pression moyenne et la dureté
$K$	rapport entre la pression maximale et la dureté
$K_Y$	rapport entre la pression maximale et à la limite élastique
$Kn$	nombre de Knudsen, défini comme le rapport du libre parcours moyen des électrons par le rayon de contact : $Kn=l/a$
$l$	libre parcours moyen des électrons (m)
$L$	hauteur de contact (m)
$n$	nombre de spots en contact
$p$	pression de contact (Pa)
$p_a$	pression de contact moyenne (Pa)
$p_m$	pression de contact maximale (Pa)
$P$	paramètre matériau de fluage
$Q_C$	énergie d'activation pour le fluage (J)
$R$	rayon de courbure au sommet d'aspérité ou rayon de sphère en contact (m)
$R_a$	résistance additionnelle ( $\Omega$ )
$R_b$	résistance de masse (de l'anglais « bulk ») ( $\Omega$ )
$r_1$	rayon initiaux de contact (m)
$R_c$	résistance électrique de constriction ( $\Omega$ )
$R_{cB}$	résistance électrique de constriction en régime balistique ( $\Omega$ )
$R_{cM}$	résistance électrique de constriction en régime diffusif ( $\Omega$ )
$R_{cN}$	résistance électrique de constriction en régime diffusif pour un spot carré proposé par Nakamura ( $\Omega$ )
$R_{cW}$	résistance électrique de constriction en régime intermédiaire ( $\Omega$ )
$R_{eff}$	résistance électrique de constriction efficace pour plusieurs spots ( $\Omega$ )
$R_{cdB}$	résistance électrique de constriction en régime diffusif pour plusieurs spots, expression proposée par Boyer ( $\Omega$ )
$R_{cdG}$	résistance électrique de constriction en régime diffusif pour plusieurs spots, expression proposée par Greenwood ( $\Omega$ )
$R_{cdH}$	résistance électrique de constriction en régime diffusif pour plusieurs spots, expression proposée par Holm ( $\Omega$ )
$R_{inf}$	limite inférieure de résistance électrique de constriction ( $\Omega$ )
$R_{sup}$	limite supérieure de résistance électrique de constriction ( $\Omega$ )
$R_f$	résistance des films résistifs ( $\Omega$ )
$R_t$	résistance totale ( $\Omega$ )
$T_C$	température de contact (K)
$T_0$	température ambiante (K)
$V_C$	différence de potentiel mesuré aux bornes du contact (V)
$\Delta V$	différence de tension entre l'interface de contact et l'isotherme maximale (V)



$z$	hauteur de sommet des aspérités (m)
$\Delta z$	position de l'isotherme maximale(m)

## Constantes

$k$	constante de Boltzmann ( $k= 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ )
$L$	constante de Lorenz, $2.45 \times 10^{-8} \text{ V}^2 \text{K}^{-2}$

## Symboles grecs

$\beta$	conicité de l'aspérité (rad)
$\nu$	coefficient de Poisson
$\varepsilon$	pouvoir thermoélectrique absolu (V/K)
$\dot{\varepsilon}$	taux de déformation (m/s)
$\eta$	densité surfacique d'aspérités ( $\text{m}^{-1}$ )
$\eta_i$	densité d'aspérités de fréquence $i$ ( $\text{m}^{-1}$ )
$\lambda$	conductivité thermique (W/m/K)
$\rho$	résistivité électrique ( $\Omega \times \text{m}$ )
$\rho_t$	résistivité tunnel ( $\Omega \times \text{m}^2$ )
$\sigma$	écart-type des hauteurs de surface (m)
$\sigma_s$	écart-type des hauteurs des aspérités (m)
$\sigma$	contrainte (Pa)
$\sigma_y$	limite élastique (de l'anglais « yield ») (Pa)
$\sigma_u$	contrainte ultime (Pa)
$\varphi$	index de plasticité
$\Phi_M$	potentiel relié à la résistance de Maxwell (V)
$\Phi(z)$	distribution de probabilité de hauteur des sommets par rapport à leur plan moyen
$\omega$	interférence, rapprochement des deux solides en contact (m)
$\omega_c$	interférence critique, correspondant à l'apparition de la plasticité (m)
$\omega_{cJ}$	interférence critique, calcul selon Jackson (m)
$\omega^*$	interférence adimensionnée

## Acronymes

AFM	Atomic Force Microscopy
CL	Conditions aux Limites

ECR	Electrical Contact Resistance
EF	Eléments Finis
GW	Greenwood-Williamson
L-L	Lisse-Lisse
MB	Majumdar-Bhushan
MEMS	Microsystème électromécanique – de l’anglais « Micro Electrico Mechanical System »
RF	Radio-Fréquence
R-L	Rugueux-Lisse
MEB (SEM)	Microscopie Electronique à Balayage, (de l’anglais « Scanning Electron Microscopy»)
WM	Weierstrass-Mandelbrot

## 1.1. Micro-commutateurs et contact métal-métal

### 1.1.1. Qu'est-ce qu'un micro-commutateur ?

Les MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) sont des systèmes électromécaniques, c'est-à-dire comportant des parties mobiles, élaborés en utilisant notamment les techniques de fabrication par couches minces. Ces techniques, initialement mises au point pour la production de systèmes microélectroniques, sont celles qui sont utilisées, par exemple, pour les microprocesseurs.

Parmi les MEMS 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.

Ces composants ont une dimension caractéristique de l'ordre de la centaine de microns. Ils sont développés pour remplacer les relais à base de semi-conducteurs : transistors, diodes, etc., par rapport auxquels ils présentent les avantages suivants (Gregori et Clarke 2006) :

- une faible consommation électrique,
- une large bande de fréquence utilisable,
- une excellente isolation à l'état ouvert,
- un affaiblissement de signal très faible, grâce à une résistance électrique faible à l'état fermé.

De plus, l'utilisation des micro-commutateurs en lieu et place des relais traditionnels se justifie aussi par (Patton et Zabinski 2005a) :

- leur petite taille,
- leur faible coût de fabrication (technique des circuits imprimés),
- un temps de réponse amélioré de plusieurs décades.

### 1.1.2. Micro-commutateurs capacitifs et micro-commutateurs ohmiques

Il existe deux types de micro-commutateurs : capacitifs et ohmiques. Les micro-commutateurs capacitifs utilisent un contact entre un métal et un diélectrique, afin de réduire un gap et d'augmenter une capacité électrique. Ils sont bien adaptés aux hautes fréquences (Patton et Zabinski 2005b). Les micro-commutateurs ohmiques sont utilisés pour relier deux lignes de transmission en réalisant un contact direct métal-métal ; le signal commuté peut alors être continu ou fréquentiel.

Les travaux réalisés dans cette thèse se focalisent sur l'étude du comportement des microcontacts métal-métal destinés aux interrupteurs ohmiques.

Un exemple de ce type d'interrupteurs est montré sur la Figure 1.1. L'interrupteur est constitué d'une partie fixe (électrodes de contact et d'actionnement solidaires du wafer) et d'une partie mobile (la poutre, avec son électrode d'actionnement et son électrode de contact). A l'état ouvert, la poutre est suspendue et le signal n'est pas transmis. Lorsque les électrodes d'actionnement sont soumises à une différence de potentiel, une force

électrostatique apparaît, de manière à faire fléchir la poutre suffisamment pour que les électrodes de contact se touchent. Le switch est alors à l'état fermé, et les signaux sont transmis par les électrodes de contact.

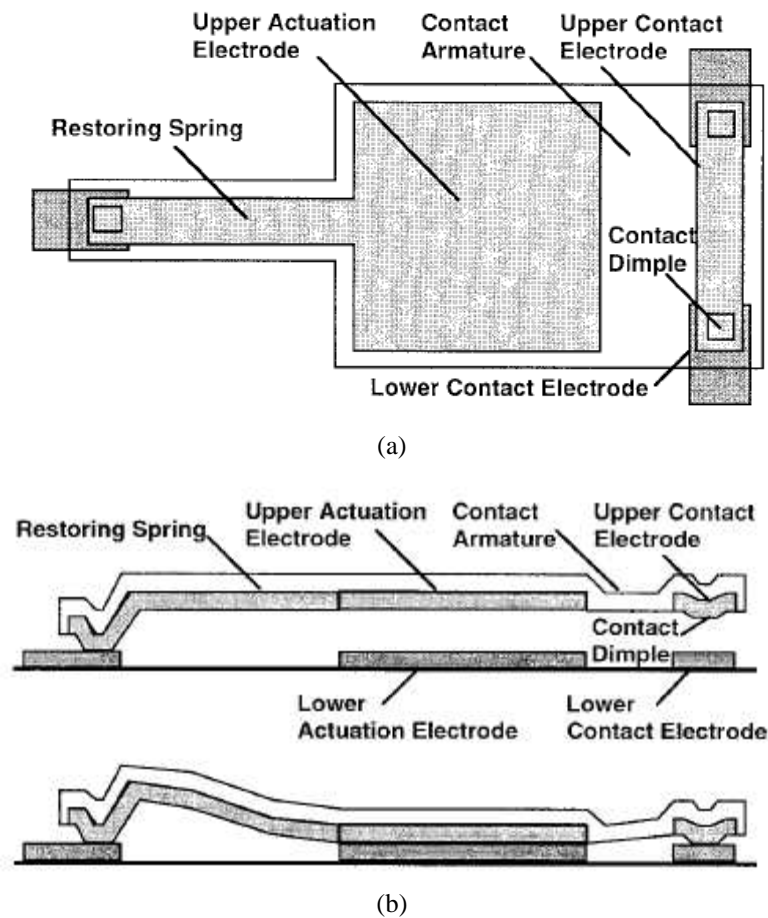
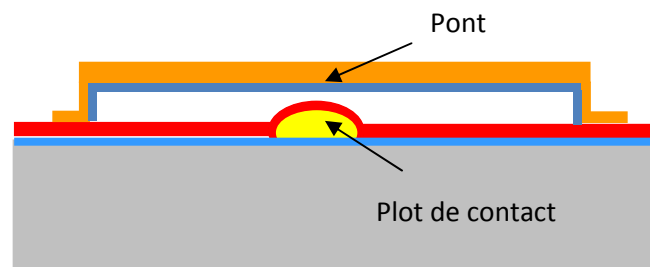
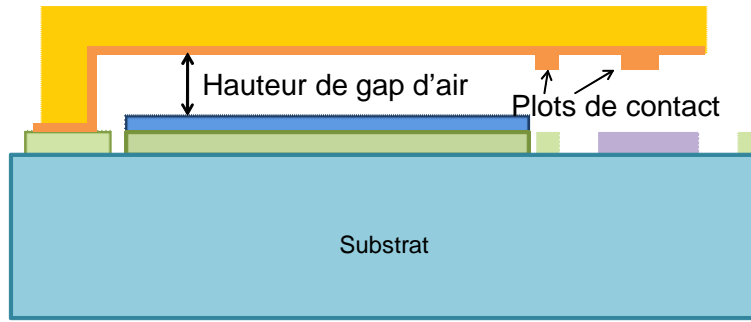


Figure 1.1 Illustration schématique en vue-plan d'un micro-commutateur ohmique de type poutre à actionnement électrostatique, et la schématisation de la vue en coupe correspondante (Hyman et Mehregany 1999)

Cette structure de type « poutre » ou « cantilever » peut aussi être déclinée en structure « pont », avec l'électrode mobile ancrée sur le wafer à ses deux extrémités, et le contact disposé en son milieu. La Figure 1.2 compare les deux types de structure. Cette thèse utilise des résultats expérimentaux mesurés sur des micro-commutateurs de type « pont ».





(b)

Figure 1.2 Micro-commutateurs ohmiques de type « pont » et de type « poutre »

L'épaisseur de l'électrode mobile est en général assez élevée, de plusieurs microns. Les forces de contact à l'œuvre dans ces dispositifs atteignent des valeurs allant de quelques microNewtons à plusieurs milliNewtons (Patton et Zabinski 2005b, Penneec 2009), mais la plupart travaillent à force de contact dite « faible » : de 80 à 300  $\mu\text{N}$  (Brown 2008).

### 1.1.3. Physique du contact ohmique

La physique du contact dans les micro-commutateurs est un sujet non maîtrisé à l'heure actuelle. La lecture des publications récentes révèle une large incertitude quant à l'importance relative des différents phénomènes en jeu (fluage, corrosion, adhésion, fusion localisée). De même, on peut trouver des différences importantes entre le comportement des différents micro-commutateurs étudiés. Si les phénomènes physiques présents sont similaires entre un micro-commutateur et un relais conventionnel, le passage à l'échelle microscopique exacerbe certains de ces phénomènes. Du même coup, certains paramètres négligeables peuvent devenir prépondérants.

Le Tableau 1.1 montre les valeurs typiques de certaines grandeurs pour un micro-commutateur et pour un petit relais conventionnel.

Tableau 1.1 Comparatif des caractéristiques principales liées au contact électrique (Vincent 2010) et (Broué 2012)

Type de relais	Relais MEMS	Relais conventionnel
Force de contact	50-500 $\mu\text{N}$	5000-20 000 $\mu\text{N}$
Surface de contact effective	0,1-1 $\mu\text{m}^2$	1-10 $\text{mm}^2$
Résistance de contact	0,5-2 $\Omega$	0,05-0,1 $\Omega$
Epaisseur du film en contact	$\leq 1 \mu\text{m}$	100 $\mu\text{m}$

On remarque que les forces de contact disponibles dans les actionneurs des micro-interrupteurs sont de l'ordre de la centaine de microNewtons, soit un ordre de grandeur 100 fois plus faible que sur les macro-interrupteurs. Seules quelques aspérités sont sollicitées pour réaliser le contact mécanique et électrique dans les contacts microscopiques, établissant ainsi une aire effective de contact largement inférieure à l'aire de contact apparente. La rugosité des surfaces peut donc jouer un rôle prédominant dans la physique du microcontact.

En plus, bien souvent des films de contamination et/ou d'oxyde sont présents sur les surfaces de contact. Il en résulte que le contact électrique peut être restreint aux seules zones propres.

Nous remarquons donc que seule une partie infime du contact apparent permet de réellement conduire le courant. Mécaniquement, si nous négligeons l'éventuel film de contamination, la surface efficace dépend de différents paramètres : la force appliquée, la rugosité des surfaces de contact, la dureté des matériaux de contact et leur module d'Young.

Enfin, comme les spots en contact sont de très petites dimensions, le mode de circulation des électrons à l'interface de contact peut changer : le transport à l'interface de contact est de type diffusif dans un relais conventionnel, alors que dans un micro-commutateur le transport peut être de type balistique.

### **1.1.4. Fiabilité des microcontacts**

Le point faible des micro-commutateurs ohmiques, qu'ils soient commercialisés ou au stade de prototype, est le manque de fiabilité de la conduction électrique entre les électrodes de contact. Les deux cas les plus fréquents de défaillance sont :

- le switch est passant même lorsqu'il n'est pas actionné, les électrodes de contact étant collées ;
- le switch est ouvert même lorsqu'il est actionné, le contact mécanique entre les électrodes ne suffisant pas à établir le contact électrique.

Comme il a été suggéré plus haut, l'étude de ces défaillances est un domaine vaste et encore très ouvert. Nous allons dans ces paragraphes uniquement évoquer la complexité des phénomènes en jeu.

Le contact est la zone de constriction maximale du courant électrique. La densité de courant électrique est donc maximale dans cette zone et plus précisément, dans les aspérités en contact. En conséquence, la puissance dissipée par effet Joule y est grande et le problème couple les aspects thermiques et électriques.

Par suite, le problème mécanique est largement impacté : les caractéristiques mécaniques des matériaux constituant les électrodes subissent de très grandes modifications sous l'effet des variations de température, ce qui influe sur l'écrasement des aspérités, l'étendue du contact et ses caractéristiques électriques.

Au-delà de cette problématique clairement multiphysique, les scénarios de défaillance cités plus haut suggèrent des phénomènes physiques supplémentaires :

- dans le cas du collage, la fusion et la solidification du matériau en surface des électrodes, potentiellement liées à l'apparition d'arcs électriques, ou encore les forces d'attraction entre atomes ou la tension de surface due à l'humidité condensée sur les surfaces ;
- dans le second cas, l'apparition de films isolants en surface des électrodes et éventuellement la rupture de ces films par effet mécanique lors du contact.

### **1.1.5. Matériaux pour le contact ohmique**

L'or est le matériau le plus employé et le plus étudié pour le contact des micro-commutateurs. Il présente en effet une résistivité électrique très faible et n'est pas sujet à oxydation. Cependant, sa forte propension à l'adhésion et sa faible température de fusion sont des points handicapants pour le contact ohmique.

De nombreuses études ont été menées pour chercher les meilleurs candidats au remplacement de l'or. Les métaux nobles ont en particulier été considérés (ruthénium, rhodium, platine, tungstène, iridium), mais ce sont les alliages à base d'or qui semblent les plus prometteurs (Schimkat 1998) (Lee *et al.* 2006), (Kwon *et al.* 2007), (Kwon *et al.* 2008), (Chen *et al.* 2007), (Yang 2008), (Coutu, R.A. *et al.* 2004).

La suite de ce chapitre dresse un bilan des recherches actuelles sur les modèles de contact mécanique et sur les méthodes établies pour le calcul de résistance de contact.

Dans les chapitres 2 et 3, nous exposerons et validerons notre méthode de simulation de contact, qui ne prend pas en compte les films isolants évoqués ci-dessus.

L'analyse de certains résultats nous conduira à investiguer le comportement électrique au niveau d'une aspérité, en tenant compte cette fois des films isolants. Ceci fera l'objet du chapitre 4.

## 1.2. Théories et modélisation du contact mécanique

Les études existantes du contact mécanique en vue de modéliser le contact de micro-commutateurs ohmiques visent principalement l'évaluation et la prédiction des aires de contact. Les paramètres d'intérêt les plus évidents sont le mode de déformation des matériaux et la géométrie des solides en contact.

Dans cette partie, nous précisons tout d'abord le vocabulaire utilisé dans ce manuscrit concernant les modes de déformation, autrement dit les lois de comportement de matériau.

Le bilan des recherches proprement dit traitera en premier lieu les études de contact lisse, c'est-à-dire considérant des surfaces de contact sans rugosité. La plupart des études en question s'intéressent au contact entre un plan et une sphère.

Ensuite, nous présenterons quelques études basées sur des modèles éléments finis qui complètent ces travaux théoriques.

Enfin, nous présenterons les principaux résultats concernant le fluage.

### 1.2.1. Contact mécanique entre deux corps lisses

#### 1.2.1.1. Lois de comportement de matériau

La Figure 1.3 montre un modèle classique de courbe de traction, représentant la contrainte de traction  $\sigma$  en fonction de la déformation  $\varepsilon$ . Pour de faibles contraintes, la loi de Hooke est respectée, la relation contrainte-déformation est linéaire et la déformation est élastique. La pente correspond au module d'Young  $E$ . Au-delà de la limite élastique  $\sigma_y$ , une déformation plastique apparaît, et la pente de la courbe diminue significativement. La pente de cette section est nommée module tangent, noté  $E_t$ . Si la déformation augmente, la contrainte est alors limitée par la limite à rupture  $\sigma_u$  et la pente s'annule jusqu'à rupture du matériau.

Notons que la zone II, zone de déformation élastoplastique, modélise un mécanisme d'écroutissage : la limite élastique augmente au fur et à mesure du chargement, de la valeur initiale  $\sigma_y$ , potentiellement jusqu'à la valeur maximale  $\sigma_u$ .

Dans la suite de ce chapitre, les travaux de recherche discutés sont classés en fonction du type de loi de comportement considéré, par exemple :

- uniquement élastique (zone I)
- élastique puis élastoplastique (zone I puis II)

- élastique puis parfaitement plastique (zone I puis III)
- parfaitement plastique (zone III uniquement)

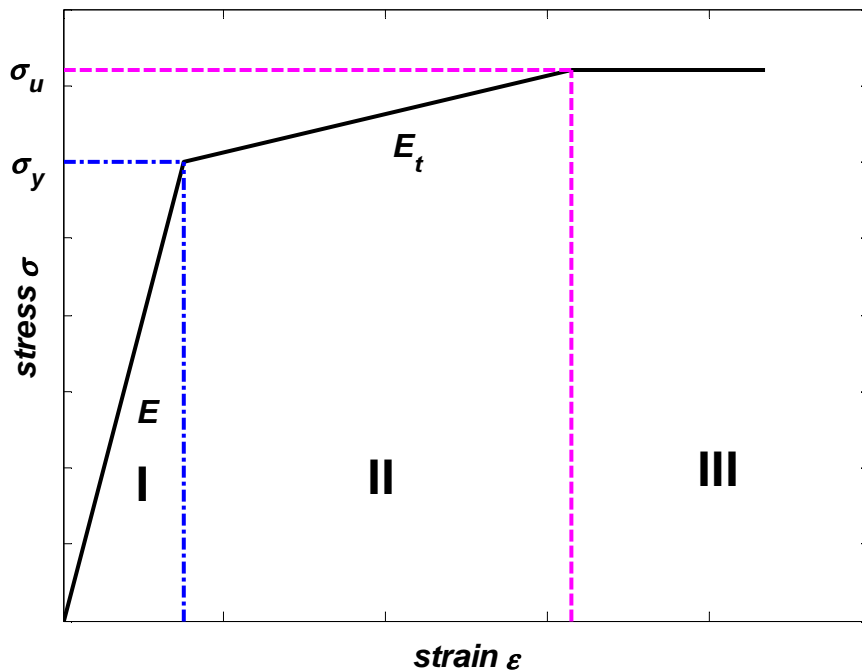


Figure 1.3 Courbe de contrainte-déformation d'un matériau en traction

### 1.2.1.2. Comportement élastique et contact de Hertz – modèle E

Heinrich Hertz a, le premier, traité le problème de contact entre solides élastiques à surface lisse et sous chargement normal (Hertz 1881). Il a calculé la distribution de pression sur la surface de contact, ainsi que la distribution des contraintes à l'aide de fonctions du potentiel newtonien.

Aujourd'hui, le problème de contact est répertorié comme hertzien s'il satisfait les conditions suivantes :

- les matériaux sont homogènes, isotropes, obéissent à la loi de Hooke, et subissent de faibles déformations (domaine élastique linéaire),
- le contact entre les surfaces est sans frottement,
- les dimensions de la zone de contact restent faibles comparées aux rayons de courbure des surfaces non déformées,
- les surfaces en contact sont continues et régulières avant déformation.



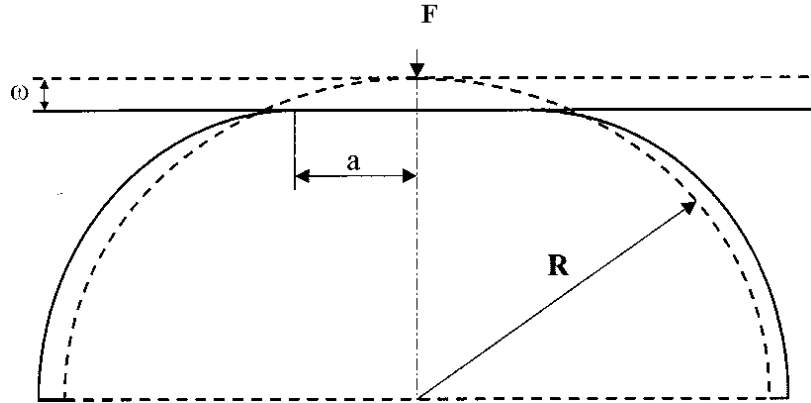


Figure 1.4 Sphère déformée par un plan rigide (Kogut et Etsion 2002)

La solution de Hertz fournit des expressions pour la déformation et les contraintes dans un contact purement élastique de deux solides en contact quasi-ponctuel, c'est-à-dire avec une dimension du contact significativement plus faible que les rayons de courbure des solides. Les deux solides peuvent avoir différents rayons de courbure au point de contact, et différentes propriétés élastiques. La Figure 1.4 schématise le cas équivalent plan - sphère (de rayon équivalent  $R$ ). On note  $\omega$  le rapprochement des deux solides, aussi appelé interférence.

Si la géométrie des électrodes s'y prête, un contact de micro-commutateur peut être considéré de manière simplifiée comme un contact entre une sphère et un plan rigide. Si la déformation est purement élastique, l'aire de contact  $A_E$  et la force de contact  $F_E$  peuvent être calculées avec les formules suivantes, résultats de la démarche de Hertz :

$$A_E = \pi R \omega \quad (1.1)$$

$$F_E = \frac{4}{3} E^* \sqrt{R} \omega^{1.5} \quad (1.2)$$

Où l'indice  $E$  indique la déformation élastique,  $R$  le rayon de sphère. Le module d'Young équivalent est calculé par :

$$E^* = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \quad (1.3)$$

où  $E_1$ ,  $\nu_1$  et  $E_2$ ,  $\nu_2$  sont le module d'Young et le coefficient de Poisson pour les solides 1 et 2 respectivement.

Ainsi pour des aires de contact circulaires, le rayon de contact  $a$  est proportionnel à la racine cubique de la force :

$$a_E = \sqrt[3]{\frac{3F_{CE}R}{4E^*}} \quad (1.4)$$

En pratique, lors du chargement d'un contact, des déformations plastiques peuvent apparaître rapidement. Nous détaillons ci-dessous quelques modèles qui considèrent les déformations plastiques lors de l'écrasement du contact.

### 1.2.1.3. Comportement parfaitement plastique – modèle P

La déformation plastique du matériau peut être modélisée en utilisant les résultats d'Abbott et Firestone (Abbott et Firestone 1933). L'hypothèse principale est que la pression reste constante et égale à la dureté Meyer  $H$  du matériau le plus mou. Ce modèle aboutit à la relation suivante entre l'aire de contact et l'interférence :

$$A_P = 2\pi R\omega \quad (1.5)$$

La définition de la dureté comme « pression d'écoulement plastique » permet alors d'exprimer la force de contact en fonction de l'interférence :

$$F_P = A_P H = 2\pi R\omega H \quad (1.6)$$

Ainsi le rayon de contact est lié à la force de contact par la relation :

$$a_P = \sqrt{\frac{F_{CE}}{H\pi}} \quad (1.7)$$

### 1.2.1.4. Comportement élastique - parfaitement plastique

Le type de loi de comportement élastique-parfaitement plastique est le plus utilisé dans les travaux sur le contact au niveau micro. Nous présentons ci-dessous les travaux les plus significatifs dans cette catégorie.

#### 1.2.1.4.1. Modèle CEB

Chang, Etsion et Bogy ont modélisé la déformation élastoplastique d'une demi-sphère en utilisant une hypothèse de conservation de volume (Chang *et al.* 1987).

Selon Tabor, la limite élastique est atteinte lorsque la pression maximale  $p_m$  au contact atteint  $0,6 H$  (Tabor 1951). Plus généralement, le point d'apparition de déformation plastique correspond à une pression de contact maximale proportionnelle à la dureté du matériau le plus mou :

$$p_m = K H \quad (1.8)$$

Par ailleurs, on a une relation entre la pression maximale  $p_m$  et la pression moyenne  $p_a$  (Timoshenko 1951), dans le cas du contact sphère-plan élastique :

$$p_m = 1,5 p_a = 1,5 F / A \quad (1.9)$$

Les équations (1.1) et (1.2) permettent alors d'obtenir l'interférence critique  $\omega_c$  définie comme l'interférence à l'apparition de la plastification, lorsque la pression moyenne de contact  $p_a$  vaut  $2KH/3$ :

$$\omega_c = \left( \frac{\pi KH}{2E^*} \right)^2 R \quad (1.10)$$

Le modèle CEB utilise le modèle de Hertz si  $\omega < \omega_c$  :

$$A_{CEB(\omega < \omega_c)} = A_E; \quad F_{CEB(\omega < \omega_c)} = F_E \quad (1.11)$$

Et ce modèle donne de nouvelles expressions pour la suite du chargement lorsque  $\omega > \omega_c$ . Au-delà de l'interférence critique  $\omega_c$ , le volume de la demi-sphère se conserve et conduit à une autre expression de l'aire de contact :

$$A_{CEB(\omega > \omega_c)} = \pi R \omega \left( 2 - \frac{\omega}{\omega_c} \right) \quad (1.12)$$

Ils ont supposé que la pression de contact moyenne est constante et égale à  $KH$  à partir de ce point ; la force de contact vaut finalement :

$$F_{CEB(\omega > \omega_c)} = \pi R \omega \left( 2 - \frac{\omega}{\omega_c} \right) KH \quad (1.13)$$

Ainsi, une discontinuité dans la charge du contact est présente dans le modèle CEB à la transition entre le régime élastique et le régime plastique : la pression de contact saute de  $2KH/3$  à  $KH$ . Par ailleurs, ce modèle donne une pression moyenne en régime parfaitement plastique égale à  $KH$  au lieu de  $3\sigma_y$ . En conséquence, Chang (Chang 1997) a modifié la formule pour la déformation élastoplastique :

$$F_{CEB(\omega > \omega_c)2} = \left[ 3 + \left( \frac{2}{3} K_Y - 3 \right) \frac{\omega}{\omega_c} \right] \sigma_y A_{CEB(\omega > \omega_c)} \quad (1.14)$$

avec

$$K_Y = 1,282 + 1,158\nu \quad (1.15)$$

$\nu$  est le coefficient de Poisson. Ainsi, les équations (1.12) et (1.14) représentent le modèle CEB mis à jour par Chang.

#### 1.2.1.4.2. **Modèle ZMC**

Zhao, Maietta et Chang (Zhao *et al.* 2000) ont proposé aussi un modèle élastoplastique (que nous noterons modèle ZMC), par interpolation de modèles élastique et purement plastique. Le modèle ZMC divise la gamme d'interférences en trois segments : élastique (modèle de

Hertz), élastoplastique, et purement plastique (modèle P). Il s'agit là de modes de déformation d'ensemble, et non de lois de comportement matériau.

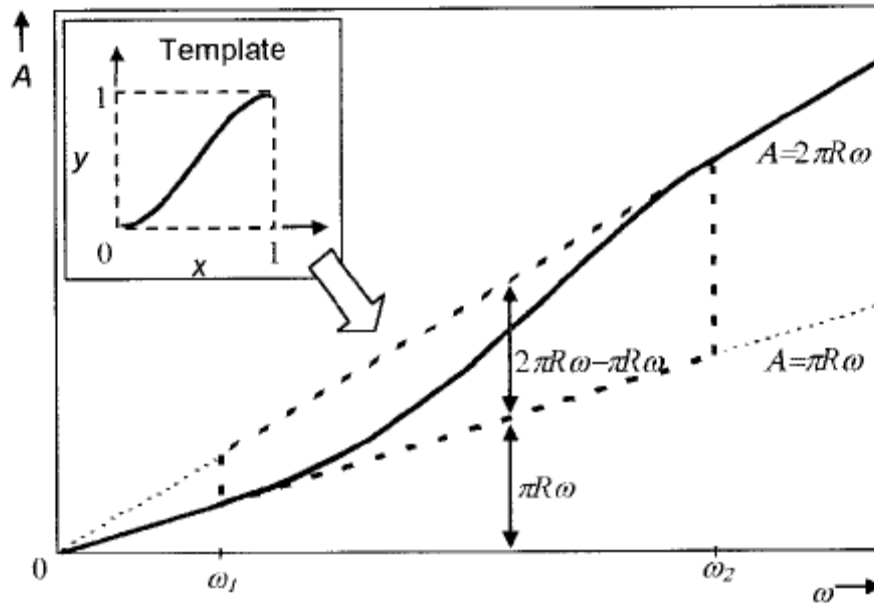


Figure 1.5 Aire de contact réel et interférence dans le régime élastoplastique de transition (Zhao *et al.* 2000)

Les valeurs d'interférences critiques suivantes ont été proposées :

$$\omega_1 = \left( \frac{3\pi k H}{4E^*} \right)^2 R \quad (1.16)$$

$$\omega_2 = 54\omega_1 \quad (1.17)$$

Où  $k$  est le rapport entre la pression moyenne et la dureté du matériau lorsqu'une déformation plastique apparaît. Une valeur  $k = 0,4$  est généralement retenue pour les plupart des matériaux.

Si  $\omega < \omega_1$ , le contact est élastique et si  $\omega > \omega_2$ , le contact est parfaitement plastique. Dans la zone élastoplastique ( $\omega_1 < \omega < \omega_2$ ) Zhao *et al.* ont proposé une interpolation de la pression de contact moyenne et de l'aire de contact entre les régimes de déformations élastique et plastique (*cf.* Figure 1.5) selon les expressions suivantes :

$$p_{aZMC(\omega_1 < \omega < \omega_2)} = H - H(1-k) \frac{\ln \omega_2 - \ln \omega}{\ln \omega_2 - \ln \omega_1} \quad (1.18)$$

$$A_{ZMC(\omega_1 < \omega < \omega_2)} = \pi R \omega \left[ 1 - 2 \left( \frac{\omega - \omega_1}{\omega_2 - \omega_1} \right)^3 + 3 \left( \frac{\omega - \omega_1}{\omega_2 - \omega_1} \right)^2 \right] \quad (1.19)$$

Et la force de contact peut être obtenue avec  $F_{ZMC(\omega_1 < \omega < \omega_2)} = p_{aZMC(\omega_1 < \omega < \omega_2)} A_{ZMC(\omega_1 < \omega < \omega_2)}$ .

### 1.2.1.4.3. *Modèles basés sur des simulations éléments finis*

Les solutions analytiques présentées ci-dessus utilisent des hypothèses telles qu'une distribution arbitraire de la pression de contact ou une évolution arbitraire de la région plastique à l'intérieur de la sphère (Kogut et Etsion 2002). Par ailleurs, ces modèles ignorent la déformation du substrat. Plutôt que de faire des approximations analytiques, une autre approche consiste à utiliser des résultats de modèles éléments finis pour construire des expressions des grandeurs intéressantes.

- **Modèle de Kogut**

Une étude du contact élastoplastique pour une aspérité simple a été menée par Kogut et Etsion (Kogut et Etsion 2002). Ils ont réalisé des analyses éléments finis sur une aspérité sphérique associée à une loi de comportement élastique - parfaitement plastique en contact avec un plan rigide.

Les résultats sont adimensionnés et valables quels que soient le rayon de sphère et la limite élastique du matériau. Pour ce faire, les résultats numériques de la déformation sont normalisés par l'interférence critique  $\omega_c$  (modèle CEB, Eq. (1.10)) ; l'aire de contact et la force de contact sont normalisées par les valeurs correspondant à  $\omega_c$ . Les équations ci-dessous définissent ces paramètres adimensionnés :

$$\omega^* = \frac{\omega}{\omega_c} \quad (1.20)$$

$$F^* = \frac{F}{F_c} \quad (1.21)$$

$$A^* = \frac{A}{A_c} \quad (1.22)$$

Les expressions empiriques suivantes sont issues des résultats de simulations :

Pour  $1 \leq \omega^* \leq 6$ , le contact est en régime élastique :

$$F^*_1 = 1,03(\omega^*)^{1,425} \quad (1.23)$$

$$A^*_1 = 0,93(\omega^*)^{1,136} \quad (1.24)$$

Pour  $6 \leq \omega^* \leq 110$ , le contact est en régime élastoplastique :

$$F^*_2 = 1,40(\omega^*)^{1,263} \quad (1.25)$$

$$A^*_2 = 0,94(\omega^*)^{1,146} \quad (1.26)$$

Ces équations donnent une pente discontinue pour  $\omega^* = 6$ , et elles décrivent la déformation jusqu'à  $\omega^* = 110$ . La pression moyenne de contact approche la valeur  $2,8 \sigma_y$  lorsque  $\omega^* = 110$ . Ceci correspond bien à la relation entre limite élastique et dureté pour la plupart

des matériaux (Tabor 1951). Ainsi  $\omega^* = 110$  correspond au début de la déformation parfaitement plastique. Au delà, le modèle AF est donc utilisé.

Pour  $\omega^* < 1$ , la solution de contact de Hertz est considérée valide.

- **Modèle de Jackson**

Jackson et Green (Jackson et Green 2005) ont utilisé des maillages plus fins que Kogut et Etsion (*cf.* Figure 1.6) et obtiennent ainsi des résultats pour des interférences plus grandes.

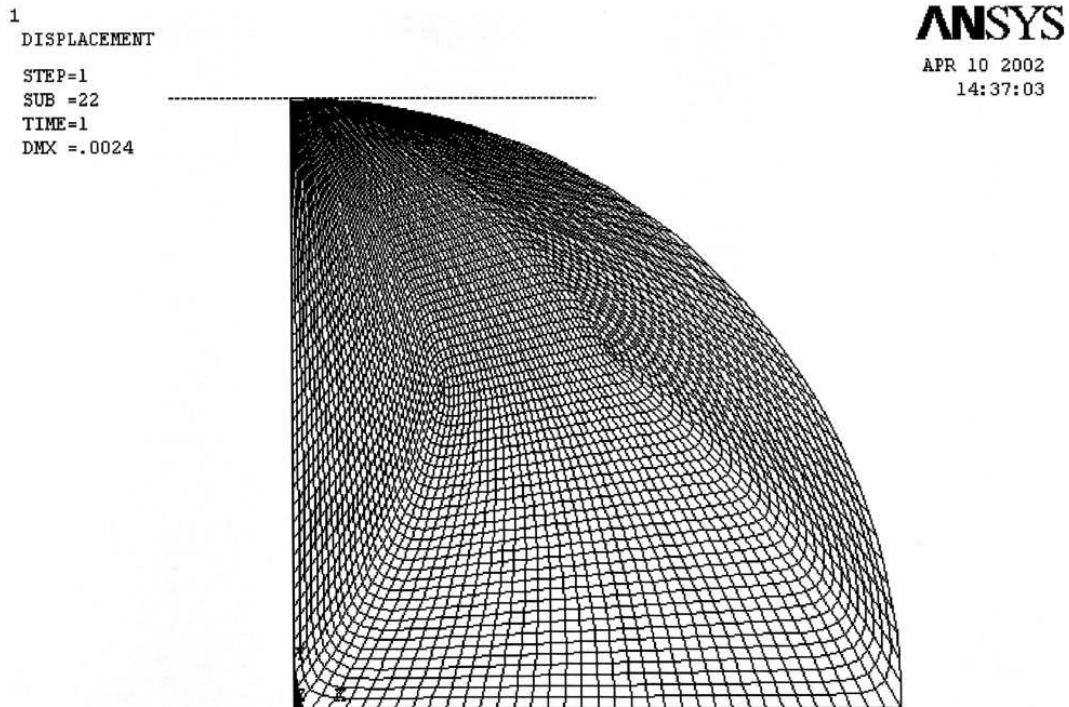


Figure 1.6 Maillage du contact entre une sphère et un plan rigide (ANSYS™) (Jackson et Green 2005)

Ils ont utilisé une déformation critique  $\omega_{cJ}$  différente de celle de Kogut (*cf.* Eq. (1.10)) :

$$\omega_{cJ} = \left( \frac{\pi C \sigma_y}{2E^*} \right)^2 R \quad (1.27)$$

avec

$$C = 1,295 \exp(0,736\nu) \quad (1.28)$$

Leurs résultats de simulations ont indiqué que le régime élastoplastique commence dès que  $\omega^* \geq \omega_t^*$ , avec  $\omega_t^* = 1,9$ . Les mêmes paramètres adimensionnés que Kogut sont utilisés (Eqs. (1.20) et (1.22)). Les expressions empiriques pour le comportement du contact en régimes élastique et élastoplastique sont les suivantes :

Pour  $0 \leq \omega^* \leq \omega_t^*$  :

$$F^* = (\omega^*)^{1.5} \quad (1.29)$$

$$A^* = \omega^* \quad (1.30)$$

Et pour  $\omega^* \geq \omega_t^*$  :

$$F^* = \left[ \exp\left(-\frac{1}{4}(\omega^*)^{5/12}\right) \right] (\omega^*)^{1.5} + \frac{4H}{C\sigma_y} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{1}{25}(\omega^*)^{5/9}\right) \right] \omega^* \quad (1.31)$$

$$A^* = \omega^* \left( \frac{\omega^*}{\omega_t^*} \right)^B \quad (1.32)$$

avec

$$B = 0,14 \exp(23\sigma_y/E^*) \quad (1.33)$$

Les auteurs ont considéré que la pression moyenne de contact est égale à la dureté du matériau lorsque le régime est fortement plastique. Ils ont aussi trouvé que la dureté du matériau n'est pas constante, mais évolue en fonction de la géométrie déformée du contact et des propriétés des matériaux : la dureté diminue lorsque l'interférence augmente, et ceci correspond bien aux résultats des mesures expérimentales de Johnson (Johnson 1968):

$$\frac{H}{\sigma_y} = 2.84 \left[ 1 - \exp\left(-0.82 \left( \frac{\pi C \sigma_y}{2E^*} \sqrt{\omega^*} \left( \frac{\omega^*}{\omega_t^*} \right)^{B/2} \right)^{-0.7} \right) \right] \quad (1.34)$$

### 1.2.1.5. Comportement élastoplastique - Effet de l'érouissage

Dans tous les modèles précédents, le comportement du matériau est défini comme élastique-parfaitement plastique, ce qui ne prend pas en compte un éventuel effet d'érouissage, et peut conduire à sous-évaluer les contraintes que les aspérités de contact peuvent supporter.

Sahoo *et al.* (2010) ont étudié l'effet de la valeur du module tangent en zone élastoplastique. Leurs résultats montrent qu'une solution généralisée ne peut pas être applicable à tous les types de matériaux, car l'effet de l'érouissage influence largement les performances de contact. Avec l'augmentation de la valeur du module tangent, le matériau est plus difficile à déformer, et le contact est capable de supporter plus de charge. Plus récemment, Zhao *et al.* (2012) ont obtenu des expressions empiriques basées sur des résultats éléments finis pour la force de contact et l'aire de contact en fonction de l'interférence, et ceci pour différentes valeurs du module tangent.

Pour la plupart des matériaux, Kogut et Etsion (2002) ont indiqué que le module tangent a une valeur proche de  $0,05E$  et au maximum de  $0,1E$ . Dans ce cas, ils ont trouvé que la différence sur les déformations et l'aire de contact entre le modèle élastique-élastoplastique et le modèle élastique-parfaitement plastique reste inférieure à 20%. En revanche, Sahoo *et al.* (2010) ont trouvé que l'effet de l'érouissage est négligeable pour des interférences faibles

(jusque  $\omega=10\omega_c$ ), mais qu'il peut être important pour une interférence élevée avec certains matériaux.

## 1.2.2. Contact mécanique entre surfaces rugueuses

De nombreux auteurs ont tenté de modéliser le comportement du contact entre surfaces rugueuses. Nous pouvons classer leurs études selon la technique utilisée pour décrire la topographie des surfaces avant le contact : méthode statistique, méthode fractale, méthode multi-échelle et méthode déterministe.

### 1.2.2.1. Modèles basés sur une description statistique

#### 1.2.2.1.1. Description statistique de surface rugueuse

Greenwood et Williamson (1966) sont les premiers qui ont développé un modèle statistique du contact rugueux. Ils ont considéré le contact entre un plan lisse et une surface nominale plane couverte d'aspérités. Ce modèle suppose que :

- la rugosité est isotrope,
- les aspérités ont un sommet sphérique,
- toutes les aspérités ont le même rayon de courbure au sommet  $R$ ,
- la hauteur des sommets ( $z$ ) par rapport à leur plan moyen suit une fonction de distribution de probabilité  $\phi(z)$ .
- les aspérités sont assez éloignées et il n'y a pas d'interaction entre les aspérités lors de leur écrasement,
- seules les aspérités se déforment, il n'y a pas de déformation du volume qui supporte les aspérités.

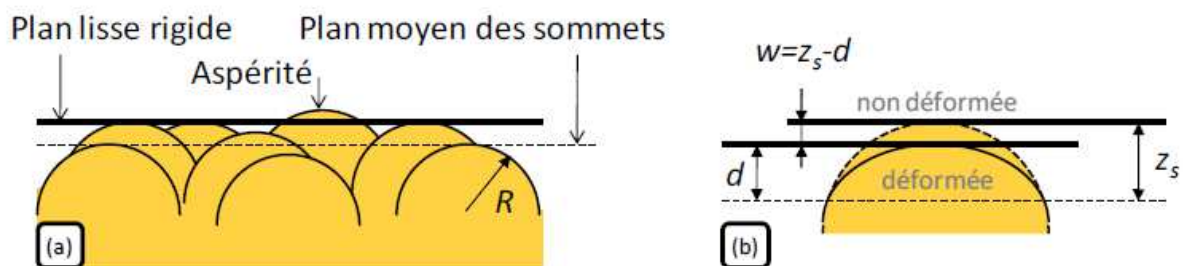


Figure 1.7 Description statistique du contact avec un plan lisse (Duvivier 2010)

La Figure 1.7 schématise le contact avec les aspérités. La probabilité, pour chaque aspérité, qu'elle soit en contact avec le plan rigide, est la probabilité que l'altitude de son sommet soit supérieure ou égale à  $d$  :

$$\text{prob}(z > d) = \int_d^{\infty} \phi(z) dz \quad (1.35)$$

$d$  représente ici la distance entre les deux surfaces, c'est-à-dire la distance de la surface supérieure lisse à un plan moyen de la surface rugueuse.



La fonction de probabilité utilisée le plus souvent est la distribution de Gauss :

$$\Phi = \frac{(2\pi)^{-1/2}}{\sigma_s} \exp\left[-0.5 \left(\frac{z}{\sigma_s}\right)^2\right] \quad (1.36)$$

Où  $\sigma_s$  est l'écart-type des hauteurs des aspérités (unité : m), unité de  $\Phi$  : 1/m.

McCool (1986) a relié ces valeurs avec la rugosité de surface globale :

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \frac{3,717 \times 10^{-4}}{\eta^2 R^2} \quad (1.37)$$

où  $\sigma$  est l'écart-type des hauteurs de surface, et  $\eta$  est la densité surfacique d'aspérités.

#### 1.2.2.1.2. *Contact mécanique de modèle statistique*

Les hypothèses de description statistique de la surface rugueuse associées aux expressions du contact entre une sphère et un plan (obtenues dans le paragraphe 1.2.1) permettent alors d'aboutir à l'expression de l'aire de contact ou de la force de contact en fonction de l'interférence.

Selon la loi de comportement du matériau choisie, différentes expressions pour le contact rugueux sont obtenues. Par exemple, l'aire de contact totale et la force de contact peuvent être évaluées par :

$$A = \eta A_n \int_a^\infty \bar{A}(z-d) \Phi(z) dz \quad (1.38)$$

$$F = \eta A_n \int_a^\infty \bar{F}(z-d) \Phi(z) dz \quad (1.39)$$

où  $\eta$  est la densité surfacique d'aspérités,  $A_n$  est l'aire de contact apparent, c'est-à-dire l'aire des plans qui viennent en contact ; ainsi,  $\eta A_n$  est le nombre total d'aspérités présentes sur la surface ;  $\bar{A}$  et  $\bar{F}$  sont l'aire de contact et la force de contact de chaque aspérité individuelle.

Greenwood et Williamson ont considéré que la déformation plastique commence lorsque la pression maximale atteint  $0,6 H$  et ont introduit un index de plasticité  $\phi$  avec les propriétés de surface et la topographie de surface :

$$\phi = \frac{E^*}{H} \sqrt{\frac{\sigma}{R}} \quad (1.40)$$

Ils ont suggéré que l'indice de plasticité peut varier de 0,1 à 100 pour les surfaces réelles. Un index de plasticité plus grand indique une surface dont les aspérités sont plus susceptibles de plastifier. Ainsi, les aspérités plastifieront facilement si la surface est très rugueuse et avec une valeur d'interférence critique faible.

Pour le mode de déformation élastoplastique, différentes expressions ont été obtenues, nous présentons les principales dans la suite.

- **Expression de CEB**

Le modèle CEB suppose un comportement élastique-plastique, et aboutit à l'expression suivante pour l'aire de contact en fonction de l'interférence :

$$A_t(d) = A_e(d) + A_p(d) \quad (1.41)$$

où

$$A_e(d) = \eta A_n \pi R \int_d^{d+\omega_c} (z-d) \phi(z) dz \quad (1.42)$$

$$A_p(d) = \eta A_n \pi R \int_{d+\omega_c}^{\infty} [2(z-d) - \omega_c] \phi(z) dz \quad (1.43)$$

Les indices  $t$ ,  $e$  et  $p$  indiquent respectivement l'aire totale, l'aire due à la déformation élastique et l'aire due à la déformation plastique.

Et pour la force de contact totale :

$$F(d) = \eta A_n E \left\{ \frac{4}{3} \sqrt{R} \int_d^{d+\omega_c} (z-d)^{1.5} \phi(z) dz + \pi K R \frac{H}{E} \int_{d+\omega_c}^{\infty} [2(z-d) - \omega_c] \phi(z) dz \right\} \quad (1.44)$$

- **Expressions de Kogut et Jackson**

De la même façon, Kogut et Etsion (2003), Jackson et Green (2006) utilisent chacun une expression pour le contact entre une sphère et un plan dans la partie 1.2.1.4. Ils obtiennent donc chacun une expression pour le contact rugueux. Les différences concernent le calcul du point critique  $\omega_c$  et le choix des points de transition entre les régimes de déformation.

- **Interaction entre les spots**

Une hypothèse commune à tous les modèles précédents est qu'il n'y a pas d'interactions mécaniques entre les spots ; considérant ce point, Zhao *et al.* (2000) ont utilisé le principe de Saint-Venant et les formules de Love, intégré leur modèle de contact élastique-élastoplastique et développé un modèle de contact rugueux prenant en compte les interactions entre les aspérités.

Les résultats montrent que les interactions peuvent avoir des effets significatifs au niveau de chaque aspérité et au niveau global lorsque les aspérités sont sensiblement déformées sur toute leur hauteur.

Au niveau global, les interactions réduisent l'aire réelle de contact, à effort de contact donné. Au niveau des aspérités, les interactions provoquent des redistributions des forces de contact entre les aspérités de hauteurs différentes. En conséquence, la force supportée par les aspérités les plus hautes augmente.

### 1.2.2.1.3. *Limitations des modèles statistiques*

La plupart des modèles d'aspérité utilisés par les modèles statistiques supposent que la déformation est relativement faible, limitée au sommet des aspérités. Ainsi, les cas de grande

déformation sont entachés d'erreurs importantes (Jackson et Green 2006). De plus, les interactions entre les spots sont souvent ignorées, et la déformation du support des aspérités est toujours négligée.

En outre, la description du profil utilise la rugosité de la surface (définie comme l'écart-type des hauteurs), la pente des aspérités et la courbure au sommet des aspérités (Nayak 1971) ; ces trois paramètres dépendent de la résolution de l'instrument de mesure utilisé et de la longueur de l'échantillon, autrement dit sont dépendant de l'échelle (Yan et Komvopoulos 1998). Pour remédier à ce problème, certaines études proposent des modèles fractals ou multi-échelles.

## 1.2.2.2. Modèles basés sur une description fractale

### 1.2.2.2.1. Description fractale de surface rugueuse

Archard (1957), notant que la rugosité de surface présente des échelles multiples, a suggéré que les aspérités de surfaces rugueuses peuvent être modélisées en tant que « protubérance sur protubérance ». En d'autres termes, chaque aspérité supporte un ensemble de petites aspérités, dont chacune supporte un ensemble de très petites aspérités, et ainsi de suite (Jackson et Streater 2006).

Archard a établi une relation linéaire entre l'aire de contact et la force de contact lorsque le modèle considère un haut niveau de détail des aspérités. Cependant, ses travaux n'ont pas abouti à un moyen de détermination des coefficients nécessaires à partir des mesures d'un profil de surface. Ainsi il est difficile d'appliquer cette théorie à une surface rugueuse réelle.

Une approche plus sophistiquée qui prend aussi en compte le caractère multi-échelle est proposé par Majumdar et Bhushan (1990). Ces auteurs ont constaté que la rugosité garde des caractéristiques géométriques similaires lorsqu'on change d'échelle (cf. Figure 1.8). Ainsi, la topographie peut être caractérisée par une géométrie fractale (Majumdar et Bhushan 1990, 1991).

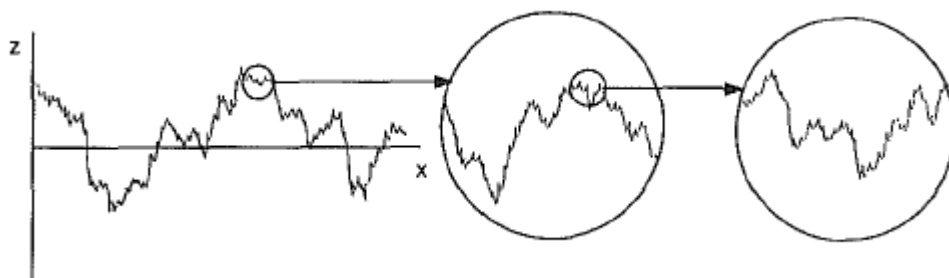


Figure 1.8 Description qualitative du profil de surface auto-affine (Majumdar et Bhushan 1991)

Beaucoup de recherches ont par la suite été consacrées aux modèles fractals (Yan et Komvopoulos 1998 ; Pei *et al.* 2005 ; Gao *et al.* 2006 ; Sahoo et Ghosh 2007 ; Rezvanian *et al.* 2007). L'approche de l'analyse et les modes de déformation utilisés sont différents selon chacun, cependant l'expression des profils géométriques est toujours pris comme une fonction de Weierstrass-Mandelbrot, qui est écrite souvent comme ci-dessous :

$$z(x, y) = L \left( \frac{G}{L} \right)^{(D-2)} \left( \frac{\ln \gamma}{M} \right)^{1/2} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^{n_{\max}} \gamma^{(D-3)n} \times \left\{ \cos \Phi_{m,n} - \cos \left[ \frac{2\pi \gamma^n (x^2 + y^2)^{1/2}}{L} \times \cos \left( \tan^{-1} \left( \frac{y}{x} \right) - \frac{\pi n}{M} \right) + \Phi_{m,n} \right] \right\} \quad (1.45)$$

où  $L$  est la longueur de l'échantillon,  $G$  la rugosité fractale,  $D$  la dimension fractale ( $2 < D < 3$ ),  $\gamma$  un paramètre d'échelle,  $M$  le nombre de crêtes superposées utilisées pour construire les surfaces et  $n$  un index de fréquence.

#### 1.2.2.2.2. *Contact mécanique dans le cas d'un modèle fractal*

Pour le comportement du contact rugueux associé à une surface fractale, deux classes de méthodes sont trouvées dans la littérature. Les premières sont basées sur un calcul de déformation d'aspérité unique, comme les modèles statistiques ; nous les appellerons méthodes analytiques. Les autres consistent à utiliser une simulation par éléments finis dont le maillage est créé à l'aide des fractals ; nous les appellerons méthodes numériques.

- **Méthode analytique**

La différence principale entre les modèles fractals et le modèle Greenwood et Williamson est que les fractals considèrent le rayon de courbure des aspérités comme une fonction de l'aire du spot correspondant ; ceci semble éviter la dépendance d'échelle des paramètres du modèle statistique.

Le paramètre qui indique si la déformation est majoritairement élastique ou plastique n'est plus l'interférence critique, mais l'aire critique d'aspérité. Si l'aire d'un spot est inférieure à  $A_c$ , le spot est considéré en régime plastique ; sinon, il est supposé en régime élastique ou élastoplastique.

Selon les différentes expressions de géométrie fractale, différentes expressions sont proposées par Yan et Komvopoulos (1998).

Une critique des modèles fractals analytiques est qu'ils prévoient que plus la charge est élevée, plus grande est la proportion de contacts dominés par un comportement élastique (Jackson et Streater 2006).

Par ailleurs, Archard (1957) a montré que, lorsque l'ordre de ces modèles augmente, la relation entre la force et de l'aire de contact devient de plus en plus linéaire, et le rapport  $F/A$  tend vers zéro, ce qui ne semble pas physiquement possible.

- **Méthode numérique**

Les modèles précédents utilisent une loi de comportement matériau élastique - purement plastique. De plus, ils négligent les interactions mécaniques entre les aspérités, ainsi que la déformation d'ensemble du substrat. Pour remédier à ces carences, la simulation par modèle éléments finis d'un ensemble d'aspérités semble offrir une alternative robuste.

Plusieurs travaux ont exploré cette voie. Parmi eux, la méthode de Sahoo et Ghosh (2007) semble la plus pertinente. La Figure 1.9 montre le maillage d'une surface fractale obtenue par une fonction de Weierstrass-Mandelbrot.

Sahoo et Ghosh ont utilisé le logiciel ANSYS et défini une loi de comportement élastique - élastoplastique ; ils ont ensuite étudié l'influence des paramètres fractals  $D$  et  $G$ , et l'influence du module tangent.

On note que, comme dans beaucoup d'autres travaux, la loi de comportement du matériau utilisée ne considère pas de contrainte ultime ( $\sigma_u$ , cf. Figure 1.3) : l'écroutissement peut alors

élever la limite d'élasticité sans limite. Les travaux de Gaertner (2006) ont montré une influence importante de la contrainte ultime pour le problème de contact.

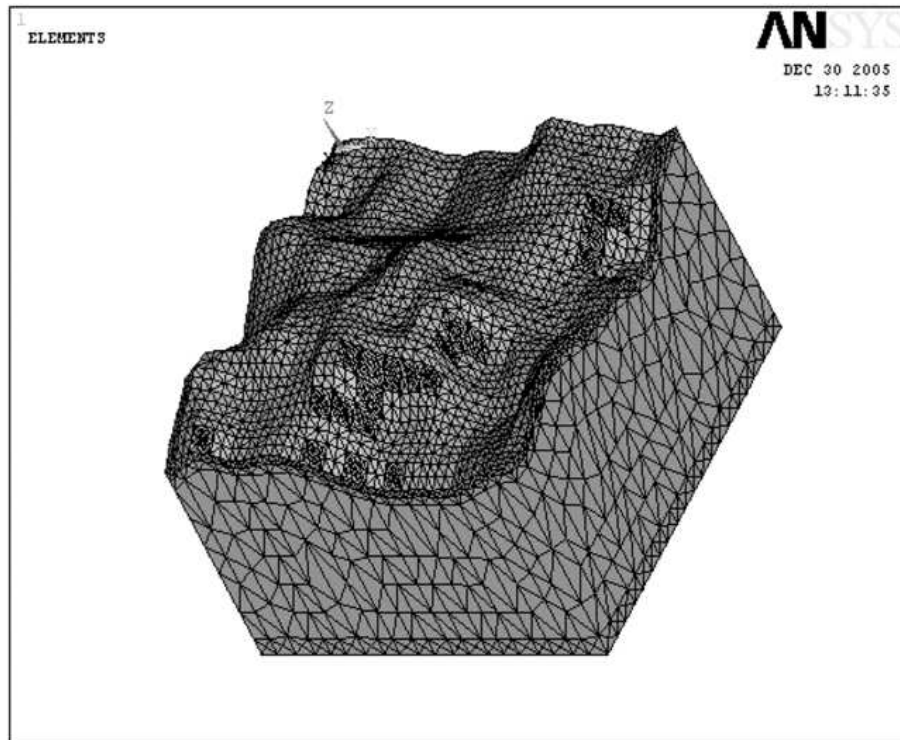


Figure 1.9 Modélisation par éléments finis d'une surface fractale développée par ANSYS (Sahoo et Ghosh 2007)

### 1.2.2.3. Modèle multi-échelle

Plus récemment, Jackson et Streater (2006) ont proposé un modèle multi-échelles basé sur la méthode d'Archard (1957), mais qui permet un calcul basé sur la mesure d'une surface réelle. Son modèle utilise une transformée de Fourier (FFT) pour convertir les données géométriques en une série de sinusoides superposées. Chaque fréquence est considérée comme une échelle d'aspérités qui est empilée sur les précédentes de manière itérative, comme schématisé sur la Figure 1.10.

Un raisonnement par itération permet d'exprimer l'aire de contact totale et la force de contact totale à partir de l'aire et de la force de contact des aspérités de chaque fréquence :

Si on note  $A_n$  l'aire de contact apparent et  $\eta_1$  la densité surfacique d'aspérités de fréquence 1,  $A_n \cdot \eta_1$  est le nombre d'aspérités en contact de fréquence 1.

Si  $\bar{A}_1$  est l'aire de contact de chaque aspérité de fréquence 1,  $A_n \cdot \eta_1 \cdot \bar{A}_1$  est alors l'aire de contact totale à la fréquence 1.

Les aspérités de fréquence 2 qui sont en contact sont uniquement celles présentes sur l'aire de contact de la fréquence 1, donc il y en a :  $A_n \cdot \eta_1 \cdot \bar{A}_1 \cdot \eta_2$ .

$A_n \cdot \eta_1 \cdot \bar{A}_1 \cdot \eta_2 \cdot \bar{A}_2$  est donc l'aire de contact totale à la fréquence 2.

On a donc, par itération jusqu'à la fréquence  $i_{\max}$  :

$$A = \left( \prod_{i=1}^{i_{\max}} \bar{A}_i \eta_i \right) A_n \quad (1.46)$$

$$F = \bar{F}_i \eta_i A_{i-1} \quad (1.47)$$

Où  $A$  est l'aire de contact réel,  $F$  la force de contact,

$A_n$  l'aire de contact apparente,

$\bar{A}_i$  l'aire de contact de chaque aspérité de fréquence  $i$ ,

$A_i$  l'aire de contact totale de toutes les aspérités de fréquence  $i$ ,

$\eta_i$  la densité surfacique d'aspérités de fréquence  $i$ .

Les résultats de ce modèle sont proches des modèles Greenwood-Williamson et Majumdar-Bhushan. De plus, il semble que les résultats sont insensibles à la résolution de l'échantillonnage de la surface. On note toutefois que ce modèle suppose que toutes les aspérités de même échelle subissent les mêmes efforts et déformations pour une force de contact donnée. Le fait que des aspérités de même longueur d'onde et en contact puissent être situées à des altitudes différentes n'est pas pris en compte.

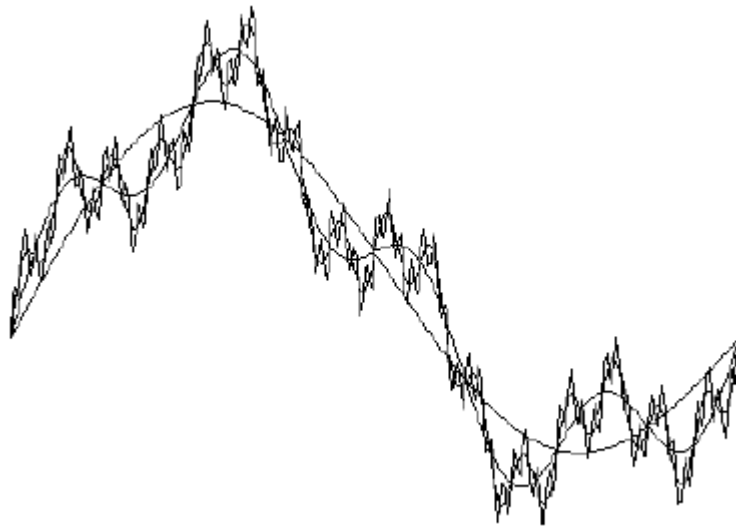


Figure 1.10 Décomposition d'une surface en ondes sinusoïdales superposées.  
Chaque signal représente une échelle de rugosité (Wilson *et al.* 2008)

#### 1.2.2.4. Modèles déterministes

La compilation des publications évoquées plus haut amène à penser qu'une description précise de la topographie des surfaces de contact est importante pour prédire le comportement mécanique du contact.

La surface réelle est utilisée par plusieurs équipes de recherche, mais la plupart simplifient la topographie par des fonctions d'approximation qui induisent des écarts par rapport à la surface réelle (Ciulli *et al.* 2008).

Simuler le contact directement sur les surfaces réelles constitue donc une alternative intéressante.

#### 1.2.2.4.1. *Mesure de la rugosité*

Dans cette optique, trois instruments de mesure sont parmi les plus utilisés pour la caractérisation de rugosité : le profilomètre mécanique, le profilomètre optique, et le microscope à force atomique (AFM).

La largeur ou le diamètre des aspérités considérées ici peut être de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. La résolution dans le plan de la surface, que nous appellerons résolution horizontale, doit donc être bien inférieure à cette longueur typique. Il apparaît que l'AFM est l'instrument le plus adapté dans ce but (F. Pennec *et al.* 2012).

#### 1.2.2.4.2. *Méthode déterministe d'Achkar et Pennec*

Peyrou *et al.* (2007), Achkar *et al.* (2008) et Pennec (2009) ont développé une méthode déterministe qu'ils ont nommée « méthode d'ingénierie inverse ». Il s'agit simplement de simuler le contact en utilisant un maillage basé directement sur une acquisition par AFM de la topographie.

L'utilisation de la surface réelle permet de prendre en compte la topographie de surface de micro-commutateurs à l'échelle macro et micro et de décrire la surface de contact précisément. En outre, le modèle par éléments finis peut prendre en compte la déformation des supports, les interactions entre les aspérités, et les grandes déformations subies par les aspérités.

La présente thèse s'appuie sur les travaux d'Achkar et Pennec. Des améliorations sont proposées, et la simulation du contact mécanique est validée grâce à des résultats expérimentaux. De plus, l'influence de la rugosité sur le comportement de contact est étudiée pour différents matériaux.

Nous présenterons cette méthode plus en détails dans le chapitre 2.

### 1.2.3. **Fluage des aspérités**

Dans le cas des microcommutateurs ohmiques, le fluage peut causer une augmentation de l'aire de contact et la réduction de la résistance de contact en fonction du temps (Van Gils *et al.* 2007). Il a été observé que le fluage peut avoir des effets beaucoup plus sensibles dans le cas de contact micro que dans le cas de contact macro (Spengen 2003). Des déformations de fluage ont été observées sous des forces de l'ordre du microNewton et sous courant faible (Patton et Zabinski 2005a ; Gregori et Clarke 2006 ; Rezvanian *et al.* 2007). Par ailleurs, le fluage est un des principaux facteurs d'adhésion, donc à la source de la défaillance de microcontacts (Gregori et Clarke 2006).

Le taux de fluage est supposé avoir une dépendance en loi de puissance sur la contrainte. Ceci peut être exprimé comme (Rezvanian *et al.* 2007) :

$$\dot{\epsilon} = C \sigma^p \exp\left(-\frac{Q_c}{kT}\right) \quad (1.48)$$

où  $\dot{\epsilon}$  est la vitesse de déformation,  $C$  un paramètre qui dépend des propriétés de matériaux,  $\sigma$  la contrainte,  $Q_c$  l'énergie d'activation pour le fluage,  $k$  la constante de Boltzmann ( $k=1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ ),  $T$  la température absolue, et  $p$  l'exposant de contrainte qui a une valeur entre 3 et 10 et qui dépend de la composition du matériau.

Ainsi, nous envisageons que le taux de fluage dépend de la contrainte et la température pour un matériau donné. En effet, Brown *et al.* (2009) ont trouvé que la température joue un rôle très important pour le fluage de microcontacts, et leurs mesures expérimentales ont montré une réduction significative du fluage à des températures cryogéniques par rapport à la température ambiante. La même conclusion a été trouvée par Souchon *et al.* (2010). Leurs mesures ont indiqué qu'une température élevée (348 K) accélère et amplifie le fluage à cause du mécanisme de ramollissement.

Pourtant, Patton et Zabinski (2005a) n'ont pas observé de fluage sous courant élevé (1 mA lors d'expérimentations qui ont permis de mesurer une résistance de contact de l'ordre de 7  $\Omega$ ). Ils ont conjecturé que la haute densité de courant entraîne la fusion rapide et la formation d'une grande aire de contact et qu'ensuite la pression de contact est trop faible pour entraîner un fluage sensible.

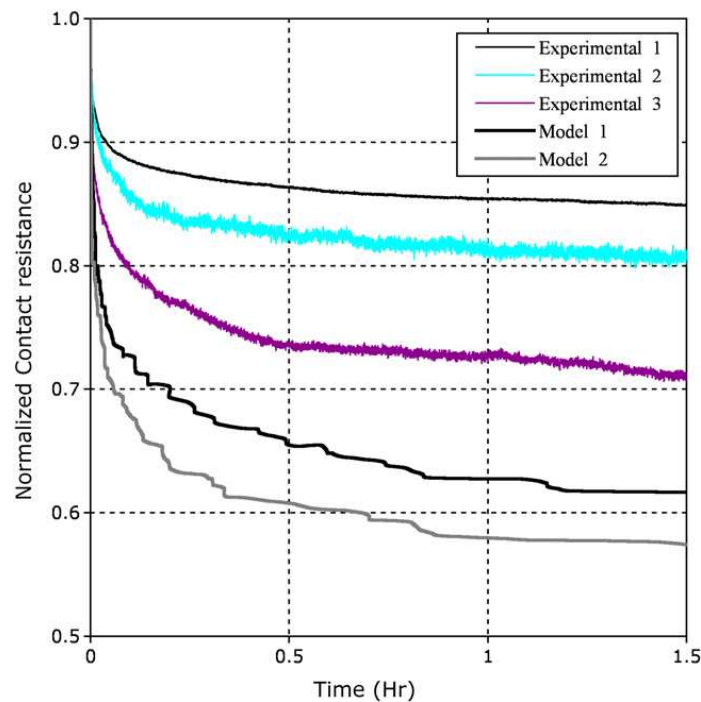


Figure 1.11 Résistance de contact normalisée pendant 90 min (Rezvanian *et al.* 2007)

La Figure 1.11 montre l'évolution de la résistance de contact pendant 90 min à la température ambiante. Rezvanian *et al.* (2008) ont trouvé que la résistance évolue temporellement selon la loi de puissance

$$R = At^{-\alpha} + B \quad (1.49)$$

dans laquelle  $A$  correspond à l'état initial de rugosité de surface en contact et augmente avec la rugosité,  $B$  est la résistance finale et  $\alpha$  indique des propriétés intrinsèques des matériaux. Par la suite, ils ont créé un modèle d'aspérité tronconique (Figure 1.12) qui permet d'expliquer l'origine physique des paramètres  $A$  et  $\alpha$  :

$$A = \frac{\rho}{2} \left( \frac{LCe^{(-Q_c/kT)} F^p (1+2p)}{\pi^p \tan(\beta)} \right)^{-1/(1+2p)} \quad (1.50)$$

avec



$$\alpha = \frac{1}{1+2p} \quad (1.51)$$

Ces équations indiquent que  $A$  augmente avec l'angle  $\beta$ .

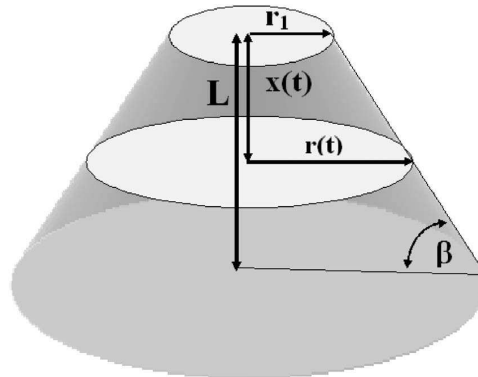


Figure 1.12 Modèle de contact d'aspérité proposé par Rezvanian *et al.* (2008).  $L$  et  $r_1$  sont la hauteur et le rayon initiaux de contact,  $\beta$  définit la conicité de l'aspérité,  $x(t)$  et  $r(t)$  sont la déformation et le rayon qui varient en fonction du temps

## 1.3. Calcul de la résistance électrique de contact

Comme évoqué plus haut, la résistance électrique d'un contact est en général considérée comme la combinaison de la résistance de constriction proprement dite, et de la résistance des films en surface.

La résistance de constriction est due au passage du courant électrique dans une section très restreinte.

La résistance des films en surface est due à la présence éventuelle de films moins conducteurs que le matériau du contact.

### 1.3.1. Résistance électrique de constriction

#### 1.3.1.1. Cas d'un spot unique de contact

##### 1.3.1.1.1. Spot de forme circulaire

La résistance de constriction peut être calculée analytiquement en fonction du rapport entre le rayon  $a$  de chaque contact assimilé à un disque et le libre parcours moyen des électrons  $l$ . Trois modes de transport électrique sont alors définis :

- Balistique si  $l \gg a$ ,
- Intermédiaire si  $l$  et  $a$  sont du même ordre de grandeur,
- Diffusif si  $l \ll a$ .

Dans le cas des micro-commutateurs, le contact fonctionne sous force faible. Les surfaces de contacts au niveau des aspérités sont assimilées à des disques avec un rayon typique de l'ordre de quelques dizaines ou centaines de nanomètres. Le libre parcours moyen des électrons dans l'or, par exemple, est aussi de quelques dizaines de nanomètres.

Pour chacun de ces trois modes, la littérature donne une expression analytique de la résistance, dans le cas d'une constriction entre deux demi-espaces infinis, en contact sur un disque de rayon  $a$ .

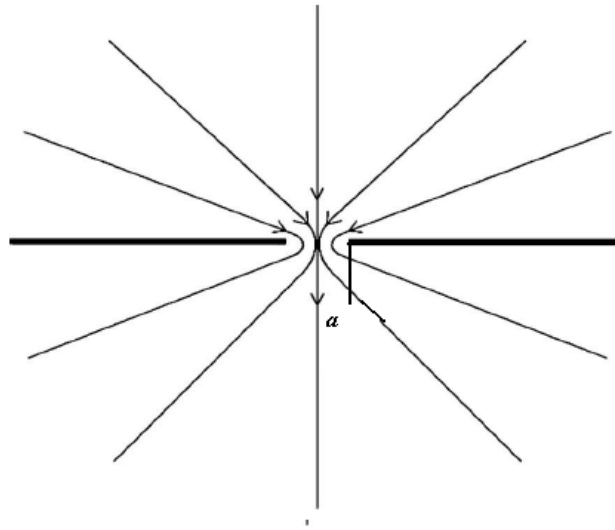


Figure 1.13 Constriction de rayon  $a$  entre deux demi-espaces infinis (Timsit 2010)

L'expression correspondant au mode diffusif a été obtenue par Holm (1967) :

$$R_{cM} = \rho_e / (2 a) \quad (1.52)$$

où  $\rho_e$  est la résistivité équivalente des matériaux en contact, définie comme la moyenne des résistivités des matériaux en contact. Le mode diffusif correspond aux relations décrites par les équations de Maxwell. L'indice M est donc utilisé ici.

Dans le cas balistique, l'équation de Holm n'est pas convenable pour calculer la résistance de constriction. Une autre expression a été obtenue par Sharvin (1965) :

$$R_{cS} = \frac{4\rho l}{3\pi a^2} \quad (1.53)$$

l'indice S faisant référence à Sharvin.

Enfin, Wexler (1966) a interpolé les deux expressions ci-dessus pour obtenir une expression de la résistance dans le cas intermédiaire.

$$R_{cW} = R_{cS} + \Gamma(Kn)R_{cM} \quad (1.54)$$

dans laquelle  $Kn$  est le nombre de Knudsen, qui est définie comme le rapport entre le libre parcours moyen des électrons et le rayon du contact :  $Kn=l/a$ .  $\Gamma(Kn)$  est la fonction d'interpolation suivante :

$$\Gamma(Kn) = \frac{1 + 0,83Kn}{1 + 1,33Kn} \quad (1.55)$$

### 1.3.1.1.2. *Influence de la forme du spot*

Holm a modifié son expression de  $R_{cM}$  pour un spot de forme elliptique (Holm 1967). A aire de contact constante, il a trouvé que la résistance de constriction diminue lorsque l'ellipse s'allonge.

Plus récemment, Nakamura (1993) a utilisé la méthode des éléments frontières pour évaluer la résistance de constriction avec une forme de spot plus complexe. Pour un spot carré, l'expression suivante a été obtenue :

$$R_{cN} = \frac{0,868\rho}{c} \quad (1.56)$$

Où  $c$  est le demi-côté du carré.

Pour un spot de forme annulaire carrée ou circulaire, cf. Figure 1.14, les auteurs ont montré que l'épaisseur  $t$  de l'anneau n'a quasiment aucune influence, sauf pour des valeurs très faibles, inférieures à  $0,05 c$ . Ils ont conclu que la résistance de contact est inversement proportionnelle au périmètre du spot, tant que l'épaisseur de l'anneau n'est pas extrêmement faible. Toutefois, leur étude n'a pas considéré d'autre mode de transport que le mode diffusif.

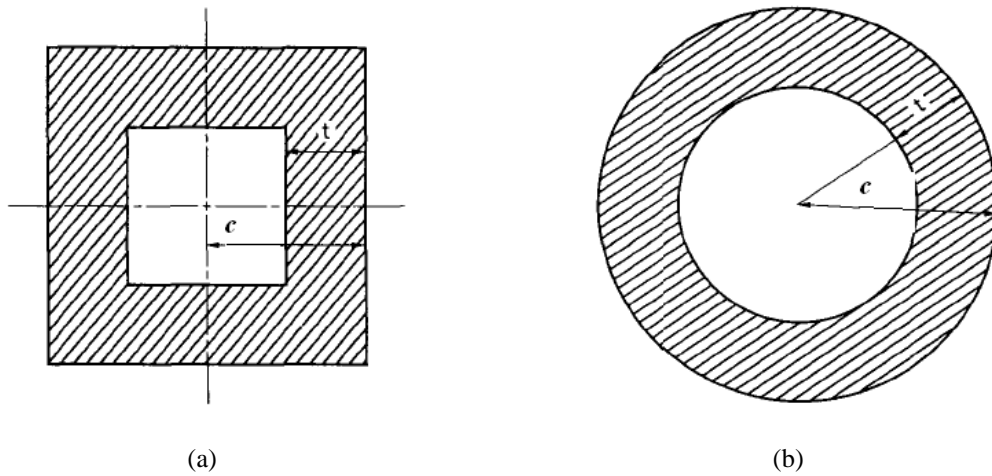


Figure 1.14 Spot de contact en forme (a) d'anneau carré et (b) d'anneau circulaire (Nakamura 1993)

### 1.3.1.1.3. *Influence de la forme des aspérités*

Les modèles précédents considèrent que le spot de contact sépare deux demi-espaces de frontière plane. Autrement dit, un plan sépare l'espace en deux, et le spot de contact est délimité sur ce plan. En réalité, le contact apparaît au sommet des aspérités.

Sano (1985a, 1985b) a étudié l'effet de la pente des aspérités sur la constriction électrique. Il a conclu que l'effet sur la constriction peut être très important : par exemple, une pente d'aspérité de  $20^\circ$  augmenterait la résistance de plus de 40% par rapport aux conditions de Holm.

Par ailleurs, Rezvanian *et al.* (2008) ont montré que la pente des aspérités peut avoir un effet important sur le fluage.

Même si ce paramètre est ignoré par quasiment toutes les études sur le calcul des résistances de constriction, il semble probable que la pente des aspérités joue un rôle sensible dans la prédiction de la résistance, que ce soit par l'intermédiaire des déformations mécaniques ou des flux thermiques ou électriques. Cela sera approfondi dans le chapitre 4, par le biais de modèles éléments finis d'aspérité unique.

### 1.3.1.2. Cas de plusieurs spots

#### 1.3.1.2.1. Régime diffusif

L'approche la plus simple consiste à considérer que la conductance globale  $1/R_{eff}$  est égale à la somme des conductances  $1/R_n$  des multiples aspérités en contact :

$$\frac{1}{R_{eff}} = \sum_n \frac{1}{R_n} \quad (1.57)$$

Si on utilise la formule de résistance de constriction de Holm, on obtient :

$$\frac{1}{R_{eff}} = \sum_n \frac{2\alpha}{\rho} = \frac{2\sum_n \alpha_i}{\rho} \quad (1.58)$$

Autrement dit, pour le régime de transport diffusif, on peut définir le rayon de contact équivalent comme la somme de tous les rayons des spots en contact. Il s'agit donc d'un rayon équivalent en termes de périmètre :

$$\alpha_{eff-d} = \sum_n \alpha_n \quad (1.59)$$

On a alors :

$$R_{eff-d} = \frac{\rho}{2\alpha_{eff-d}} \quad (1.60)$$

Ce résultat néglige les interactions électriques entre les spots. Cela est donc valable si les spots sont assez éloignés les uns des autres. Si cette condition n'est pas remplie, le problème est insoluble de manière analytique. Certains auteurs ont trouvé des solutions approchées.

- **Holm**

Pour  $n$  passages circulaires identiques de rayon  $a$ , uniformément répartis dans un disque de rayon  $r$ , Holm (1967) prédit une résistance  $R_{cdH}$  :

$$R_{cdH} = \frac{\rho}{2na} + \frac{\rho}{2\alpha} \quad (1.61)$$

L'indice  $d$  indique le régime diffusif, et  $H$  indique l'expression de Holm.  $\alpha$  est le rayon de Holm, défini par :  $\alpha = \left( \frac{2R_c}{\rho} - \frac{1}{\sum \alpha_i} \right)^{-1}$

Le premier terme de l'expression donnée par équation (1.61) correspond à la résistance de  $n$  spots en contact en parallèle, alors que le second terme correspond à la résistance d'interaction. Cette relation est incorrecte pour le cas limite  $r=a, n=1$ .

- **Greenwood**

Selon Greenwood (1966), la résistance électrique de contact est due à la résistance de constriction de microcontacts individuels et de leur interaction. Il a obtenu l'expression suivante pour la résistance de contact :

$$R_{cdG1} = \frac{\rho}{2 \sum a_i} + \frac{\rho}{\pi} \frac{\sum \sum_{i \neq j} \frac{a_i a_j}{d_{ij}}}{(\sum a_i)^2} \quad (1.62)$$

où  $a_i$  est le rayon du spot numéro  $i$  et  $d_{ij}$  la distance entre les spots  $i$  et  $j$ . Si on suppose qu'il n'y a aucune corrélation entre le rayon d'un spot et sa position, en première approximation, en remplaçant les  $a_i$  par leur moyenne  $a$ , on obtient :

$$R_{cdG2} = \frac{\rho}{2na} + \frac{\rho}{\pi n^2} \sum \sum_{i \neq j} \frac{1}{d_{ij}} \quad (1.63)$$

Enfin, dans le cas où les spots de contact sont uniformément répartis à l'intérieur d'un disque de rayon  $r$ , pour un ensemble comprenant un très grand nombre de spots, l'équation devient :

$$R_{cdG3} = \frac{\rho}{2na} + \frac{16\rho}{3\pi^2 r} \quad (1.64)$$

Cette relation est très proche de celle de Holm (1.61) puisque  $16/3\pi^2=0.5404$ .

- **Boyer**

Dans les formulations de Holm et Greenwood, une condition est que les microcontacts soient assez éloignés et indépendants électriquement. Si cette condition n'est pas remplie, la précision de ces équations est mauvaise. C'est en particulier le cas si l'aire de contact apparent est très proche de l'aire de contact réelle. Afin de s'affranchir des imprécisions des expressions précédentes dans ce cas et dans le cas  $n=1$ , Boyer *et al.* (1991) ont proposé l'expression suivante :

$$R_{cB} = \frac{\rho}{2na} + \frac{\rho}{2r} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{n}}\right) \left(n \frac{a^2}{r^2}\right)^{\frac{\sqrt{n}-1}{2}} \quad (1.65)$$

qui présente un comportement satisfaisant dans la situation limite  $r=a$  et  $n=1$ .

### 1.3.1.2.2. Régime balistique

Dans le cas du régime balistique, si le contact est établi sur plusieurs aspérités en contact, l'expression pour un spot (1.53) reste valide si le rayon équivalent  $a_{eff}$  est inférieur au libre parcours moyen des électrons. Cette expression sera alors utilisée en remplaçant  $a$  par

$a_{eff-b}$  (Agrait *et al.* 2003):

$$R_s = \frac{4\rho l}{3\pi a_{eff-b}^2} \quad (1.66)$$

On note qu'ici,  $a_{eff-b}$  est défini comme le rayon équivalent en termes de surface, et non de périmètre comme dans le cas de régime diffusif.

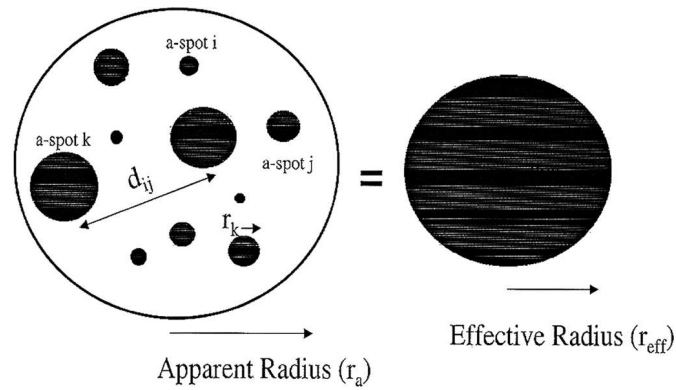
$$a_{eff-b}^2 = \sum_n a_n^2 \quad (1.67)$$


Figure 1.15 Contact sur plusieurs spots et rayon équivalent en régime balistique (Coutu *et al.* 2004)

### 1.3.1.2.3. Régime mixte

Dans les cas réels, certains spots seront en régime diffusif, mais d'autres en balistique ou intermédiaire. Dans ce cas, le calcul analytique devient difficile ; Majumder *et al.* (2001) ont proposé une limite inférieure et une limite supérieure pour évaluer la résistance de contact.

Le calcul de la limite inférieure  $R_{inf}$  suppose que les spots de contact constituent autant de résistances électriques en parallèle, sans interaction électrique. La limite supérieure  $R_{sup}$  est la résistance d'un spot unique équivalent, d'aire égale à la somme des aires des spots de contact. Ce calcul correspond au cas où tous les spots sont très proches et fusionnent en un seul spot.

Les deux équations suivantes récapitulent les expressions qui en résultent :

$$\frac{1}{R_{inf}} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{R_{ci}} \quad (1.68)$$

$$R_{sup} = \Gamma(Kn) \frac{\rho_{av}}{2a_{eff}} + \frac{4\rho_{av}l}{3\pi a_{eff}^2} \quad (1.69)$$

### 1.3.1.3. Effet de couche mince

Les calculs analytiques de résistance de constriction supposent que les pièces en contact sont d'épaisseur infinie. Au contraire, la plupart des micro-commutateurs présentent au moins une électrode de contact en couche mince, par exemple une ligne de transmission métallique sur substrat isolant.

De manière générale, l'hypothèse des corps conducteurs semi-infinis n'est plus valide lorsque l'épaisseur de film conducteur est plus faible ou du même ordre de grandeur que la dimension

de la zone de contact. Dans ce cas, on parle de « constriction déformée », cf. Figure 1.16. La résistivité augmente car, semble-t-il, les électrons sont davantage sujets à des chocs avec les frontières du matériau conducteur et avec les joints de grains. Notons que la résistivité sera alors dépendante de l'épaisseur de la couche conductrice et du libre parcours moyen des électrons. La conductivité thermique peut aussi diminuer à cause de ces effets d'échelle (Broué 2012).

Lavers et Timsit (2002) ont indiqué que ces « effets de peau » dépendent de la fréquence du signal électrique et qu'ils sont plus importants à haute fréquence. Il a réalisé son étude pour le cas de deux cylindres d'épaisseur faible, en contact sur un spot de rayon.

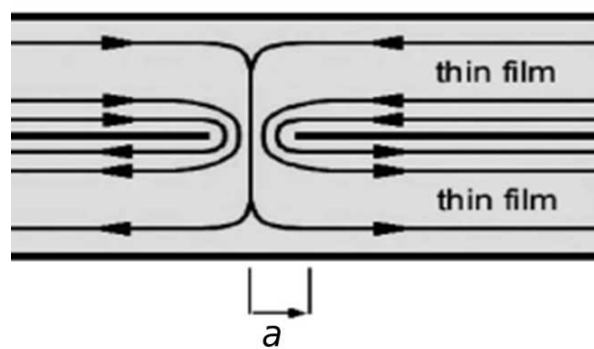


Figure 1.16 Lignes de courant dans le cas d'une constriction déformée entre deux films minces (Timsit 2010)

Si on se limite toutefois à l'étude de la constriction, indépendamment des effets de peau éventuels, la configuration géométrique dans le cas des films minces correspond à une nouvelle définition de la résistance de constriction :

- dans le cas de Holm, les lignes de courant loin de la zone de constriction sont radiales dans un système de coordonnées sphérique (Figure 1.16 (a)),
- dans le cas de films minces, les lignes de courant loin de la zone de constriction sont parallèles au plan de contact, toujours contenues dans les films minces, donc radiales dans un système de coordonnées cylindrique (Figure 1.16). La résistance de constriction dépend aussi de l'épaisseur des films minces et non seulement du rayon de contact. On appelle alors zone de constriction le cylindre de rayon  $a$  et de longueur  $2L$ ,  $L$  étant l'épaisseur de chaque électrode.

On définit alors la résistance de volume  $R_b$  (l'indice b fait référence à « bulk ») comme étant la résistance des anneaux extérieurs à la zone de constriction, c'est-à-dire du volume compris entre  $a$  et le rayon extérieur considéré  $b$ . Cet anneau correspond approximativement à la zone dans laquelle les lignes de courant sont purement radiales. On pose alors :

$$R_t = R_b + R_c$$

$R_t$  représente la résistance totale et  $R_c$  la résistance de constriction.

Timsit a utilisé les travaux de Lavers et Timsit (2002), et a obtenu des expressions analytiques de  $R_b$  et  $R_c$ , valables pour  $L > 2a$  (Timsit 2008 ; 2010). Ces expressions indiquent que :

- l'effet de constriction déformée est sensible lorsque  $L < 50a$ ,
- la résistance de constriction diminue avec  $L$ ,
- la résistance totale diminue avec  $L$ .

Au contraire, Norberg *et al.* (2006) ont trouvé, à partir de calculs par éléments finis, que la résistance totale augmente si l'épaisseur des films diminue. Plus récemment, Read *et al.* (2009) ont fait des mesures expérimentales. Ils ont trouvé que :

- si  $L > a$ , la résistance totale diminue avec  $L$ ,
- si  $L < a$ , la résistance totale augmente lorsque  $L$  diminue.

Notons que :

- Tous ces travaux sur le calcul de la résistance de constriction dans le cas de films minces traitent le cas d'un spot de contact unique. Pourtant, le contact s'établit sur plusieurs spots dans les cas qui intéressent les micro-commutateurs.
- Par ailleurs, aucune de ces études ne considère le régime de transport balistique.

Même si tous les résultats cités ci-dessus ne sont pas en accord, il est clair que les épaisseurs de films peuvent être à prendre en compte dans le calcul des résistances de constriction des micro-commutateurs.

#### 1.3.1.4. Contacts multicouches

Le problème discuté ci-dessus correspond à une couche mince conductrice déposée sur un substrat isolant. Récemment, de nouvelles techniques visent à développer des couches de protection ou d'amélioration de la résistance à l'usure des contacts électriques (Misra et Nagaraju 2010). Dans ce cas, bien sûr, la résistance de contact fait intervenir les propriétés et épaisseurs de toutes les couches déposées.

Pour une couche mince déposée sur l'interface de contact, Read *et al.* (2009) ont évalué la résistance additionnelle :

$$R_a = (8/\pi)(\rho_f/\rho)(L/a) \quad (1.70)$$

où  $\rho_f$  est la résistivité de la couche superficielle,  $\rho$  celle du matériau sous-jacent, et  $L$  l'épaisseur de la couche superficielle.

Cette expression est basée sur l'hypothèse que toutes les lignes de courant passent finalement dans le matériau sous-jacent, représenté en gris clair sur la Figure 1.17 (a). Néanmoins, dans le cas où le matériau sous-jacent constitue une couche d'accroche obtenue par pulvérisation, il est aussi déposé en couche mince. Une part importante des lignes de courant reste alors dans la couche superficielle représentée en gris foncé (Figure 1.17 (b)).

Read *et al.* (2009) ont donc introduit un facteur correctif pour la résistance additionnelle de constriction, qui dépend de la fraction du courant qui passe dans la couche sous-jacente.



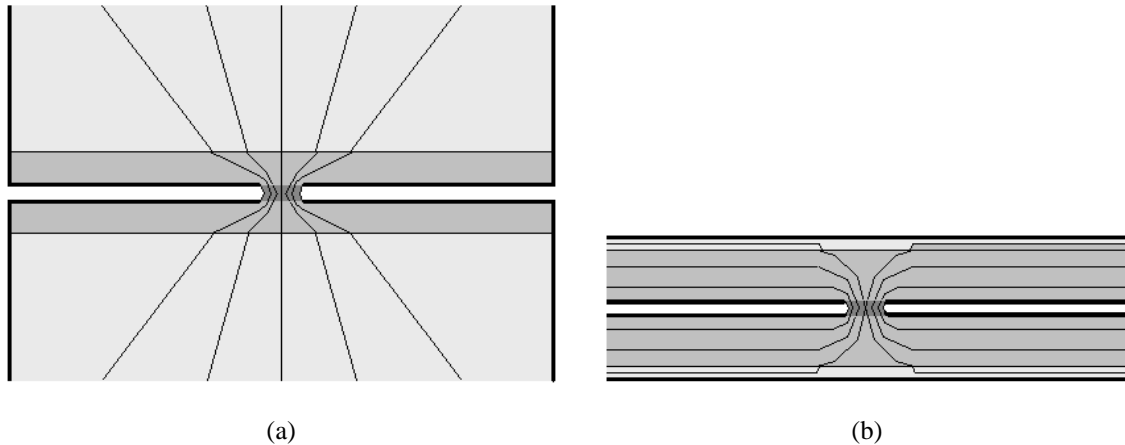


Figure 1.17 Lignes de courant à travers une couche superficielle (a) modèle classique, (b) modèle avec couche sous-jacente mince (Read *et al.* 2009)

## 1.3.2. Oxydes et contaminants de surface

### 1.3.2.1. Caractérisation des films d'oxyde ou de contaminants

La contamination des surfaces de contact est souvent citée comme source majeure des défaillances dans les microcontacts des MEMS. La croissance de ces films isolants est extrêmement difficile à contrôler. De plus, le retrait et la caractérisation de ces films s'avèrent très compliqués. A faible force de contact, comme c'est le cas dans les micro-interrupteurs, ces minces films additionnels créent des résistances élevées et des instabilités dans la mesure de la résistance de contact (Coutu *et al.* 2009). La présence de ces contaminations peut être attribuée à l'adsorption de molécules, à la croissance d'oxyde en surface de contact ou au dépôt de polymère de friction, selon le matériau. La composition et l'épaisseur des films de contamination varient selon le type de métal.

Nous ne rentrons pas dans ces détails dans notre étude, mais nous nous intéressons à évaluer des modèles extrêmement simplifiés de ces films sur la résistance de contact.

Une hypothèse trouvée souvent dans la littérature consiste à supposer qu'un film apporte une résistance additionnelle à la résistance de constriction :

$$R_t = R_c + R_f \quad (1.71)$$

Où les indices  $t$ ,  $c$  et  $f$  indiquent respectivement la résistance totale, de constriction et des films résistifs. Nous présentons ci-dessous des travaux qui s'intéressent au calcul de la résistance totale.

### 1.3.2.2. Calcul de résistance totale

#### 1.3.2.2.1. Travaux de Holm

Un des premiers modèles qui a pris en compte la présence de film isolant en surface est attribué à Holm. Si la couche isolante est suffisamment fine, les électrons peuvent la traverser par effet tunnel. Holm a postulé que la résistance électrique de contact est la somme de la

résistance de constriction et de la résistance du film (Holm 1966). En première approximation, la résistance totale de contact peut s'écrire ainsi :

$$R = \frac{\rho}{2a} + \frac{\rho_t}{\pi a^2} \quad (1.72)$$

où  $\rho$  est la résistivité électrique du métal et  $\rho_t$  la résistivité tunnel qui représente la résistance par unité de surface du film.

### 1.3.2.2.2. *Modèle de Nakamura*

Pour la résistance de l'interface de contact, une méthode de simulation mixte combinant la méthode par éléments finis et la méthode de Monte Carlo a été proposée par Nakamura et Minowa (1986) et la conductance électrique est étudiée avec un modèle global de contact (Figure 1.18).

Le modèle est composé de deux cubes et une interface aléatoire entre les cubes. Les deux cubes sont identiques, et l'interface de contact est une surface carrée d'épaisseur  $2d$  et de conductivité uniforme  $\sigma$ . La section traversée est décomposée en une matrice de  $N^2$  spots de section carrée ; chaque spot est soit conducteur, soit isolant, et ceci est choisi aléatoirement.

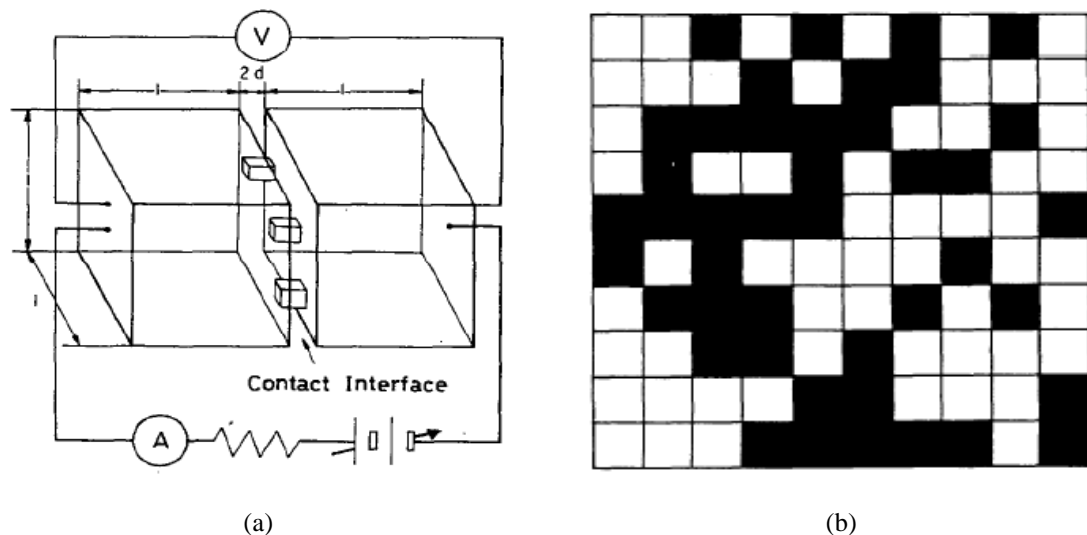


Figure 1.18 Modèle de contact proposé par Nakamura : (a) interface de contact et schéma du circuit, (b) exemple de section matricielle à l'interface de contact avec  $N^2=100$ . (Nakamura et Minowa 1986)

La conductance de contact est calculée avec ce modèle en fonction de  $N$ ,  $f$  et  $d$ , où  $f$  est la fraction conductrice de l'interface. Les résultats suggèrent que :

- la conductance électrique augmente quand l'épaisseur de l'interface de contact devient faible,
- la conductance ne diminue pas tant que la fraction  $f$  de l'aire de contact n'est pas proche de zéro,
- quand la fraction de surface de contact est proche de zéro
  - o la densité de courant est très élevée,

- l'augmentation de la conductance dépend beaucoup de la division et de la séparation des spots.

Plus tard, des simulations ont été lancées en prenant en compte une résistivité du film liée à l'épaisseur  $d$  (Nakamura et Minowa 1989). Bien sûr, la conductance électrique est réduite lorsque la résistivité augmente ; cette réduction est accentuée lorsque du film isolant est présent à l'interface.

#### 1.3.2.2.3. *Modèle de Kogut*

Kogut a réalisé une série d'études de la résistance de contact entre surfaces rugueuses. Un modèle fractal a été utilisé pour décrire le caractère multi-échelle de la rugosité. La déformation des aspérités est supposée élastique - parfaitement plastique.

Trois types de surfaces sont étudiés : surface propre (Kogut et Komvopoulos 2003), surface entièrement recouverte d'un film isolant (Kogut et K. Komvopoulos 2004), et surface avec film isolant dégradé (Kogut 2005).

Les auteurs ont supposé, comme Holm, que la résistance de constriction et la résistance de film sont en série. Pour un film très fin, d'épaisseur inférieure à 5 nm, où l'effet tunnel est possible (Simmons 1963), ils ont mis en œuvre une approche quantique.

Les résultats montrent que :

- Si le film recouvre entièrement la surface, la résistance de constriction est négligeable par rapport à la résistance tunnel. La résistance totale est alors beaucoup plus élevée qu'avec des surfaces propres, selon un rapport de l'ordre de  $10^5$  à  $10^6$ .
- Si le film est dégradé, la contribution de l'effet tunnel à la résistance de contact est très faible. Ainsi la relation courant-tension reste ohmique, et la résistance de contact reste faible, de l'ordre de quelques Ohms.

Ils ont aussi étudié l'effet d'un film épais (de plus de 5 nm). Dans ce cas, il n'y a pas d'effet tunnel possible. La résistance de contact dépend alors de la présence de zones conductrices, c'est-à-dire non recouvertes par le film.

#### 1.3.2.2.4. *Conclusion*

Si on compare les travaux de Nakamura avec le modèle de Kogut, deux points communs sont identifiés :

- la résistance de contact est beaucoup plus élevée avec un film isolant,
- la conductance électrique ne diminue pas tant que l'aire de contact propre n'est pas très faible.

Ceci souligne l'effet important du film isolant. Cependant, aucune publication ne fait état de comparaison avec des résultats expérimentaux. En outre, on note quelques faiblesses dans ces études. Par exemple, dans les publications de Nakamura, l'épaisseur du film isolant n'est pas bien définie, et l'effet des micro-aspérités est ignoré. De plus, Kogut a supposé que tous les spots sont en régime balistique et Nakamura a supposé que tous les spots sont en régime diffusif. Aucun auteur n'a, semble-t-il, à ce jour, étudié l'effet des couches d'oxyde ou de contaminants en régime de transport mixte.

En conclusion, il semble que la physique des films isolants n'est pas suffisamment maîtrisée pour aboutir à des résultats convaincants. Nous essaierons, dans le chapitre 4, de mettre au

point des modèles cohérents avec des valeurs de résistance de contact mesurées expérimentalement.

## 1.4. Physique thermoélectrique du contact

### 1.4.1. Introduction

L'aire de contact dans un micro-commutateur est très limitée, d'une part à cause des dimensions des électrodes de contact, et d'autre part car les forces de contact sont en général extrêmement faibles. Même sous courant faible par rapport à un relais conventionnel, la puissance dissipée par effet Joule dans la zone de constriction est donc concentrée, et la température au niveau des aspérités en contact peut être beaucoup plus élevée qu'à proximité (Jensen *et al.* 2005). Ces élévations de température peuvent modifier sensiblement les propriétés des matériaux, que ce soit la résistivité électrique, la conductivité thermique ou les caractéristiques mécaniques.

Dans le cas des micro-commutateurs, la résistivité électrique augmente et la conductivité thermique diminue, ce qui tend à augmenter la résistance de contact. Du côté mécanique, le module d'Young diminue (Collard 1991), ainsi que la limite élastique (Bowden et Williamson 1958), ce qui tend au contraire à augmenter l'aire de contact et diminuer la résistance de contact. Si le courant n'est pas très faible, la température au niveau des aspérités en contact augmente de manière conséquente, souvent jusqu'à atteindre la température de ramollissement (Holm 1967), voire la fusion localisée (Figure 1.19).

En résumé, de nombreuses contributions confirment que le comportement thermique influe significativement sur la plupart des mécanismes de défaillance des interrupteurs MEMS, comme la migration électronique, le fluage, l'adhésion, le flambage ou la dégradation des surfaces. La modélisation thermique semble donc essentielle pour comprendre ou prévoir la défaillance d'un micro-commutateur (Jensen *et al.* 2003).

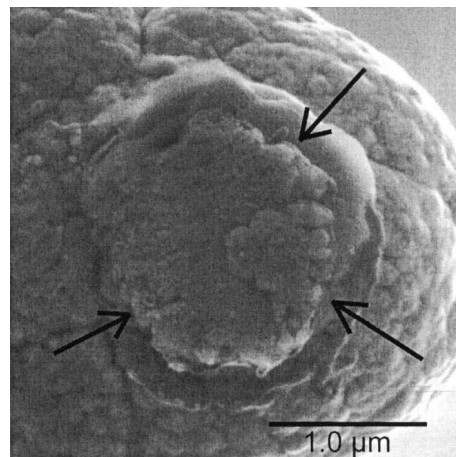


Figure 1.19 Contact en or après fonctionnement sous 500  $\mu\text{N}$  et 200 mA DC. On note les zones rugueuses soulevées et les signes de fusion de certaines aspérités (Hyman et Mehregany 1999)

Nous présentons ci-dessous un état de l'art sur le volet thermique : les modèles utilisés pour évaluer la température maximale au contact, la distribution des champs de température, et les modélisations multiphysiques de micro-commutateurs.

## 1.4.2. Température au niveau du contact

### 1.4.2.1. Théorie classique

Une relation entre la tension de contact et la température maximale a été trouvée par Kohlrausch en 1900 :

$$V_c^2 = 8 \int_{T_0}^{T_c} \rho_e \lambda_e dT \quad (1.73)$$

$V_c$  est la différence de potentiel électrique aux bornes du contact,  $T_c$  la température maximale du contact,  $T_0$  la température du substrat,  $\rho_e$  et  $\lambda_e$  la résistivité équivalente et la conductivité thermique équivalente du contact.

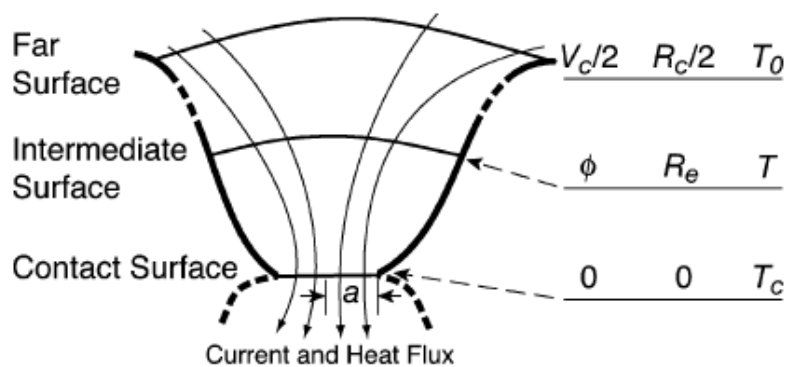


Figure 1.20 moitié de contact ; le schéma indique la surface de contact, une surface intermédiaire isotherme et équipotentielle, et une surface éloignée du spot de contact (Jensen *et al.* 2005)

La loi de Wiedemann-Franz décrit la similarité entre le champ électrique et le champ de température, généralement considérée comme valable pour les matériaux métalliques :

$$\lambda \rho = LT \quad (1.74)$$

Dans cette équation,  $L = 2.45 \times 10^{-8} \text{ V}^2 \text{K}^{-2}$  est la constante de Lorenz. Holm a établi, sur cette base, une relation entre la tension et la température maximale (Holm 1967) :

$$V_c^2 = 4L(T_c^2 - T_0^2) \quad (1.75)$$

On peut constater ici que la température maximale ne dépend que de la tension du contact. De plus, avec ces équations, Holm a déduit la tension de ramollissement, de fusion et d'évaporation.

Il montre notamment que si la température est suffisamment élevée, la dureté du matériau diminue. Si la diminution est suffisante, il y a apparition d'un phénomène appelé 'ramollissement de contact'. Le ramollissement correspond à une condition de stabilité de la température de contact pour laquelle, à cause de la diminution de la dureté du matériau, si l'on augmente l'intensité du courant électrique, une très faible augmentation de température provoque un écrasement conséquent, donc une diminution très forte de la résistance de contact qui peut compenser l'augmentation d'intensité électrique (Figure 1.21). Finalement, la température de contact peut être quasiment insensible à la valeur du courant électrique.

Certaines mesures permettent d'évaluer la température de ramollissement  $T_S$ ; par exemple, pour l'or, certains travaux ont établi  $T_S \approx 100^\circ\text{C}$ , ce qui correspond à une tension de 0,08V.

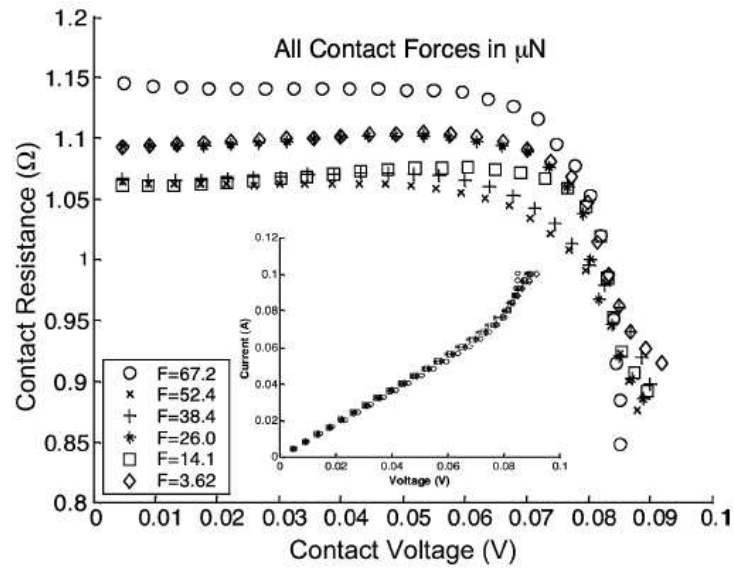


Figure 1.21 Mesures tension-résistance montrant le ramollissement (Jensen *et al.* 2005).

#### 1.4.2.2. Cas des spots de contact de très petite dimension

Timsit (1983) a montré expérimentalement une relation entre potentiel et intensité différente des résultats de la théorie classique, pour un rayon de contact inférieur à 50 nm dans le cas d'un contact Al-Al (Figure 1.22). De plus, Maul *et al.* (2001) ont observé expérimentalement des contacts qui n'ont pas subi de fusion, alors qu'ils avaient été soumis à une tension supérieure à la tension de fusion théorique

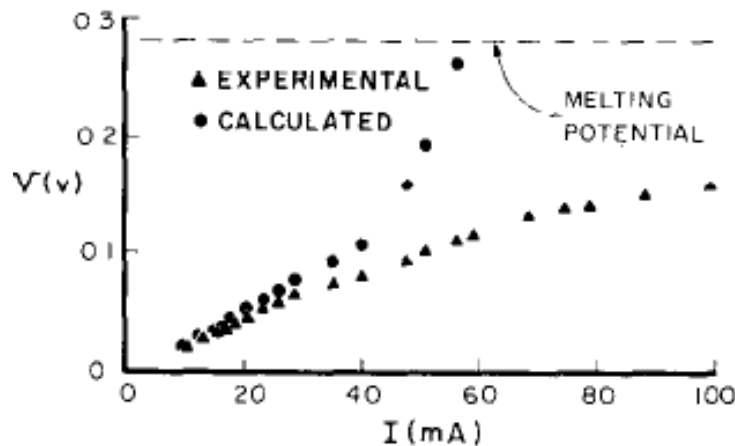


Figure 1.22 Divergence entre mesures expérimentales et modèles classiques avec un rayon de contact de l'ordre de 7 nm (Timsit 1983 ; 2004)

Ainsi, il semble que la relation entre tension et température (1.73) proposée par Holm n'est correcte que si le rayon de contact est supérieur au libre parcours moyen des électrons dans le métal, autrement dit, si le contact est majoritairement en mode de transport diffusif.

Timsit (2004) a alors émis l'hypothèse que, pour des spots de contact petits, la dissipation thermique vers le film d'oxyde qui encercle le spot de contact n'est pas négligeable par rapport à celle qui a lieu dans le métal. Ainsi le film d'oxyde contribuerait à refroidir le contact. Ses travaux ont montré que cet effet de refroidissement n'est pas suffisant pour

expliquer l'erreur entre la tension mesurée et la tension calculée. Il en a conclu que l'erreur vient de la conduction balistique.

Plus récemment, Jensen a montré que le terme associé à la résistance de Sharvin dans l'expression de la résistance de contact (Eq. (1.53)) ne participe pas à l'échauffement de l'interface. Ainsi, si on prend en compte le transport balistique, la relation entre tension et température devient (Jensen 2005) :

$$V_c^2 = 4L(T_c^2 - T_0^2) \frac{R_c}{\Gamma(l/a)R_M} \quad (1.76)$$

La seule différence entre les deux équations précédentes est le facteur  $R_c / [\Gamma(\frac{l}{a})R_M]$ . Si les dimensions du spot correspondent au régime diffusif, les deux expressions donnent des résultats très proches. Si la résistance de Sharvin domine, la différence devient sensible.

### 1.4.3. Champs de température et de potentiel électrique

On s'intéresse ici au champ de température en régime établi.

#### 1.4.3.1. Contact monométallique

Holm (1967), Bowden, Greenwood et Williamson (Greenwood et Williamson 1958, Bowden et Williamson 1958) ont mis en place des modèles analytiques et abouti à des expressions du champ de température dans la zone de constriction. Ces modèles traitent uniquement le transport diffusif. De plus, beaucoup de simplifications et d'hypothèses sont utilisées, qui ne semblent pas valides en général. Greenwood et Williamson (1958) ont suggéré que ces résultats nécessiteraient des modifications pour être utilisés.

Par ailleurs, Bowden et Williamson (1958) ont constaté expérimentalement des contacts en or effondrés alors qu'ils avaient été soumis à des tensions bien inférieures à la tension de fusion (température correspondant à la tension appliquée : 950°C ; température de fusion de l'or : 1063°C).

Plus tard, Greenwood et Williamson ont également développé un modèle analytique du problème thermique. Ils ont trouvé qu'il y a certaines conditions au-delà desquelles une solution stable n'est plus possible. Pour le problème de contact électrique, les solutions stables sont valables seulement quand le courant est inférieur à une valeur critique. Sinon, le courant élevé entraînera d'autres phénomènes, une fusion par exemple.

En prenant en compte la dépendance en température des propriétés électriques et thermiques du matériau, ils ont tracé la distribution de température le long de l'axe de constriction et dans le plan du contact (Figure 1.23). Ils ont montré que la distribution du champ de température ne dépend pas des propriétés électriques et thermiques du matériau.

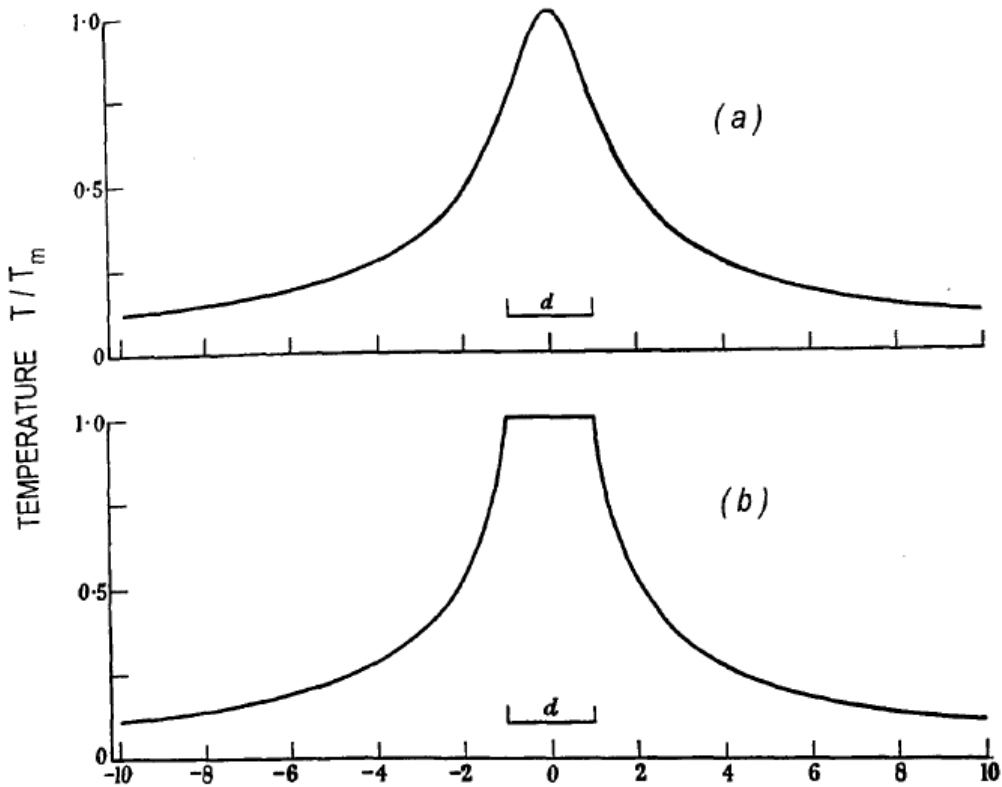


Figure 1.23 Distribution de température en état d'équilibre dans un contact où la conductivité thermique est constante et la résistivité varie en fonction de la température avec la température maximale  $T_m=1000^\circ\text{C}$  et  $d=2a$ .  
 (a) température au long de l'axe cylindrique de la constriction, (b) température dans le plan de l'interface  
 (Greenwood et Williamson 1958)

Notons que toutes ces études analytiques de Holm, Bowden et Greenwood ne traitent que le transport en régime diffusif.

### 1.4.3.2. Contact Bimétallique

L'élévation de température au niveau du contact est un des paramètres déterminants de la fiabilité d'un contact ohmique. Plusieurs études indiquent que, dans le cas d'un contact bimétallique, c'est-à-dire entre deux métaux différents, l'isotherme maximale ne se trouve plus exactement à l'interface, mais en profondeur dans l'électrode de matériau le moins conducteur. La température à l'interface peut donc être légèrement inférieure, ce qui est un avantage pour la fiabilité du contact.

(Holm 1967) a proposé une formule analytique pour évaluer le déplacement de l'isotherme maximale dû à la différence de conductivité électrique. (Slade 1999) a proposé une formule analytique pour évaluer le déplacement dû à l'effet Peltier.

Soient  $\rho_1$  et  $\rho_2$  la résistivité des matériaux de contact, avec  $\rho_2 > \rho_1$ , et  $\Delta z$  la distance entre le sommet de l'isotherme maximale et l'interface de contact. Les résistances de constriction sont théoriquement égales des deux côtés de l'isotherme maximale (Holm 1967). Ainsi, on obtient l'expression :

$$\frac{\rho_2}{4a} - \frac{\rho_2}{2\pi a} \arctan \frac{\Delta z}{a} = \frac{\rho_2}{2\pi a} \arctan \frac{\Delta z}{a} + \frac{\rho_2}{4a} \quad (1.77)$$

Donc :



$$\frac{\Delta z}{a} = \tan\left(\frac{\pi}{4}\left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)\right) \quad (1.78)$$

Pour ce phénomène, que nous appellerons l'effet Holm, la distance  $\Delta z$  va donc dépendre du rayon de contact  $a$  et du rapport de résistivité des matériaux de la jonction. Nous notons  $\Delta z$  la position de l'isotherme maximale dans la suite.

Par ailleurs, l'effet thermoélectrique ou effet Peltier est en substance une différence de potentiel  $\Delta V$  induite par l'effet thermoélectrique :

$$\Delta V = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(T_c - T_0) \quad (1.79)$$

Où  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  sont les pouvoirs thermoélectriques absolus du métal 1 et métal 2,  $T_c$  la température de contact, et  $T_0$  la température ambiante.

Slade (1999) a proposé une relation entre le déplacement de l'isotherme maximale dû à l'effet thermoélectrique, la différence de potentiel, et :

$$\frac{\Delta z}{a_{eff}} = \frac{\rho_{2,m} + \rho_{1,m}}{2\rho_{2,m}} \left(\frac{\Delta V}{V_c}\right) \left(\frac{\pi}{2\sqrt{2}}\right) \quad (1.80)$$

Où l'indice  $m$  indique la résistivité électrique à la température maximale,

$a_{eff}$  est le rayon effectif de contact,

$V_c$  la différence de potentiel mesurée aux bornes du contact, et

$\Delta V$  la différence de tension entre l'interface physique de contact et l'isotherme maximale.

Le Tableau 1.2 liste le pouvoir thermoélectrique absolus des matériaux utilisés ici.

Tableau 1.2 Pouvoir thermoélectrique absolu des matériaux de contact

Matériau	Pouvoir thermoélectrique absolu $\varepsilon$ ( $\mu\text{V/K}$ )
<b>Au</b>	0.82
<b>Ru</b>	0.3
<b>Ni</b>	-8.5

Les deux décalages de l'isotherme maximale s'ajoutent :

$$\Delta z = a_{eff} \left[ \frac{\rho_{1,m} + \rho_{2,m}}{2\rho_{2,m}} \left(\frac{\Delta V}{V_c}\right) \left(\frac{\pi}{2\sqrt{2}}\right) + \tan\left(\frac{\pi}{4}\left(1 - \frac{\rho_{1,m}}{\rho_{2,m}}\right)\right) \right] \quad (1.81)$$

Cependant, avec nos données, l'influence de l'effet thermoélectrique sera très faible comparée à l'effet Holm.

Pour un régime de transport quasi-balistique au contact, l'équation (1.81) devient :

$$\Delta z = \alpha_{eff} \left[ \frac{\rho_{1,m} + \rho_{2,m}}{2\rho_{2,m}} \left( \frac{\Delta V}{\Phi_M} \right) \left( \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \right) + \tan \left( \frac{\pi}{4} \left( 1 - \frac{\rho_{1,m}}{\rho_{2,m}} \right) \right) \right] \quad (1.82)$$

Où  $\Phi_M$  est le potentiel relié à la résistance de Maxwell tel que:

$$\Phi_M = I_C R_M \quad (1.83)$$

Où  $I_C$  est le courant passant au contact.

Plus récemment, avec le développement des moyens de calcul numérique, beaucoup de travaux ont été consacrés à la modélisation multiphysique du contact électrique. Nous les présentons dans la partie suivante.

#### 1.4.4. Modélisation multiphysique du contact

Dans le cadre d'études thermique des micro-commutateurs ohmiques et donc aussi de l'analyse de leurs mécanismes de défaillance, les méthodes numériques semblent donner des alternatives intéressantes (Tsai *et al.* 1991). Des simulations par éléments finis ont été réalisées sur la globalité de micro-commutateurs (McGruer *et al.* 2006, Tan *et al.* 2005). D'autres auteurs ont traité uniquement la zone de contact (Yan *et al.* 2000, Yan *et al.* 2003, Monnier *et al.* 2007, Koibuchi et Sawa 2007, Per 2011, Ghaednia *et al.* 2012).

Yan *et al.* (2000, 2003) ont modélisé par éléments finis le comportement au niveau des bosses de contact du micro-commutateur de la Northwestern University. La position de la température maximale a été trouvée à  $0,3\mu\text{m}$  au-dessous de l'interface de contact et décentrée de l'axe d'axisymétrie de la zone de contact. Ces résultats sont expliqués d'une part par le fait que le support de l'électrode supérieure se comporte comme un puits thermique et d'autre part par la géométrie qui n'est pas symétrique au niveau de l'électrode inférieure.

Les expérimentations sur ce micro-commutateur (Figure 1.24) ont montré que la région de fusion qui apparait sous tension élevée se trouve bien excentrée, et que les mesures semblent bien corrélées avec les résultats des simulations.



Figure 1.24 Microscopie de micro-commutateur défaillant (Yan *et al.* 2000)

Plus récemment, Shanthraj *et al.* (2011) ont simulé par éléments finis le comportement électro-thermo-mécanique d'un microcontact dont le maillage prend en compte la rugosité de surface. Leur modèle intègre des lois de résistivité électrique et de caractéristiques

mécaniques en fonction de la température. Ils ont trouvé que l'aire de contact augmente lorsque la température ambiante augmente, même avec des températures qui restent en dessous de 373 K, température de ramollissement de l'or, matériau des électrodes de contact. Néanmoins, ils ne présentent aucun résultat expérimental sur l'aspect thermique et les résistances obtenues par simulation sont beaucoup plus faibles que les valeurs mesurées. L'évolution de la résistance en fonction du temps ne correspond pas non plus aux courbes expérimentales (Brown *et al.* 2009).

On trouve le modèle le plus convaincant dans l'étude d'un contact de connecteur, de dimensions beaucoup plus grandes que les contacts de micro-commutateur. Leidner *et al.* (2010) ont étudié la distribution de courant au niveau du contact rugueux, pour un connecteur avec film mince d'épaisseur 0,3  $\mu\text{m}$  soumis à un courant pulsé. Il a trouvé que la densité de courant est maximale à la frontière de la zone de contact (Figure 1.25), ce qui a été confirmé par des mesures de thermographie infrarouge. Cependant, il s'agit là de niveaux de force et de courant beaucoup plus élevés que dans des micro-commutateurs (effort de un Newton contre quelques centaines de microNewton).

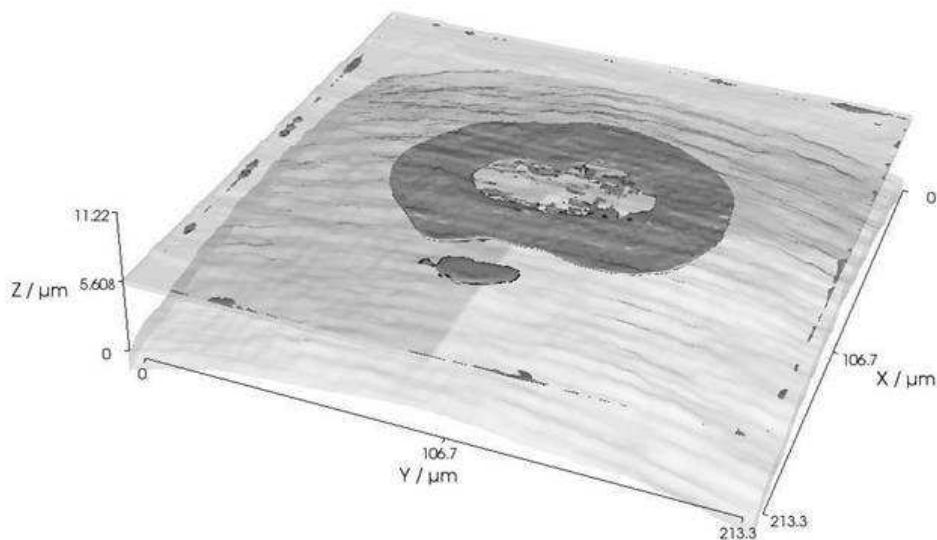


Figure 1.25 Densité de courant dans un film mince de connecteur sous une force de 1 Newton et un courant de 1 Ampère (Leidner *et al.* 2010)

## 1.5. Conclusions

Ce chapitre nous a permis de faire un premier tour d'horizon sur les micro-commutateurs ohmiques, les méthodes de calcul de contact mécanique et de résistance électrique, ainsi que la problématique multiphysique soulevée par les problèmes de fiabilité de ces appareils.

Le deuxième chapitre s'intéressera à la simulation mécanique par éléments finis de contact de micro-commutateur.

## 1.6. Bibliographie du Chapitre 1

Abbott, E.J., et F.A Firestone. 1933. « Specifying surface quality: a method based on accurate measurement and comparison ». *Mech. Eng. (Am. Soc. Mech. Eng)* 55: 569-572.

- Achkar, H, D. Peyrou, F. Pennec, K. Yacine, A. Ferrand, P. Pons, M. Sartor, et R. Plana. 2008. « Use Matlab code to link and pilot softwares used for MEMS simulation ». In *Fourth International Conference on Advanced Computational Methods in ENgineering (ACOMEN)*. University of Liège, Belgium.
- Agraït, Nicolás, Alfredo Levy Yeyati, et Jan M. van Ruitenbeek. 2003. « Quantum properties of atomic-sized conductors ». *Physics Reports* 377 (2–3) (avril): 81-279. doi:10.1016/S0370-1573(02)00633-6.
- 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 (1233) (décembre 24): 190-205. doi:10.1098/rspa.1957.0214.
- Bowden, F. P., et J. B. P. Williamson. 1958. « Electrical Conduction in Solids. I. Influence of the Passage of Current on the Contact between Solids ». *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 246 (1244) (juillet 22): 1-12. doi:10.2307/100574.
- Boyer, L., S. Noel, et F. Houze. 1991. « Constriction resistance of a multispot contact: an improved analytical expression ». *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology* 14 (1): 134-136. doi:10.1109/33.76522.
- Broué, Adrien. 2012. « Analyse multi physique des sources de défiabilisation du microcontact électrique à destination des interrupteurs MEMS ». Univ de Toulouse.
- Brown, C, O Rezvanian, M A Zikry, et J Krim. 2009. « Temperature dependence of asperity contact and contact resistance in gold RF MEMS switches ». *Journal of Micromechanics and Microengineering* 19 (2) (février 1): 025006. doi:10.1088/0960-1317/19/2/025006.
- Brown, Christopher John. 2008. *Impact of Environmental Conditions on the Contact Physics of Gold Contact RF Microelectromechanical Systems (MEMS) Switches*. ProQuest.
- Chang, W. R., I. Etsion, et D. B Bogy. 1987. « An elastic-plastic model for the contact of rough surfaces ». *Journal of Tribology* 109: 257-263.
- Chang, Wen-Ruey. 1997. « An elastic-plastic contact model for a rough surface with an ion-plated soft metallic coating ». *Wear* 212 (2) (décembre 10): 229-237. doi:10.1016/S0043-1648(97)00148-8.
- Chen, L., H. Lee, Z. J. Guo, N. E. McGruer, K. W. Gilbert, S. Mall, K. D. Leedy, et G. G. Adams. 2007. « Contact resistance study of noble metals and alloy films using a scanning probe microscope test station ». *Journal of Applied Physics* 102 (7) (octobre 8): 074910-074910-7. doi:doi:10.1063/1.2785951.
- Ciulli, E., L.A. Ferreira, G. Pugliese, et S.M.O. Tavares. 2008. « Rough contacts between actual engineering surfaces: Part I. Simple models for roughness description ». *Wear* 264 (11–12) (mai 10): 1105-1115. doi:10.1016/j.wear.2007.08.024.
- Collard, Stephen Martin. 1991. « High-temperature elastic constants of gold single-crystals ». Rice University.
- Coutu, R.A., J.W. McBride, et L.A. Starman. 2009. « Improved Micro-Contact Resistance Model that Considers Material Deformation, Electron Transport and Thin Film Characteristics ». In *2009 Proceedings of the 55th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts*, 298-302. doi:10.1109/HOLM.2009.5284384.

- Coutu, R.A., Jr., P.E. Kladitis, R. Cortez, R.E. Strawser, et R.L. Crane. 2004. « 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*, 214 - 221. doi:10.1109/HOLM.2004.1353120.
- Duvivier, Pierre-Yves. 2010. « Étude expérimentale et modélisation du contact électrique et mécanique quasi statique entre surfaces rugueuses d'or : application aux micro-relais mems ». Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00740248>.
- Gaertner, Eduardo Luis. 2006. « Some Aspects for the Simulation of a Non-Linear Problem with Plasticity and Contact ». In *Int. ANSYS. Conf.*
- Gao, Y.F., A.F. Bower, K.-S. Kim, L. Lev, et Y.T. Cheng. 2006. « The behavior of an elastic-perfectly plastic sinusoidal surface under contact loading ». *Wear* 261 (2) (juillet 31): 145-154. doi:10.1016/j.wear.2005.09.016.
- Ghaednia, H., A. Rostami, et R.L. Jackson. 2012. « The Influence of Thermal Expansion and Plastic Deformation on a Thermo-Electro Mechanical Spherical Asperity Contact ». In *2012 IEEE 58th Holm Conference on Electrical Contacts (Holm)*, 1 -7. doi:10.1109/HOLM.2012.6336549.
- Van Gils, M., J. Bielen, et G. McDonald. 2007. « Evaluation of Creep in RF MEMS Devices ». In *International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation Experiments in Microelectronics and Micro-Systems, 2007. EuroSime 2007*, 1 -6. doi:10.1109/ESIME.2007.360033.
- Greenwood, J. A., et J. B. P. Williamson. 1966. « Contact of nominally flat surfaces ». *Proc. Roy. Soc (London), series A* 295: 300-319.
- Greenwood, J. A., et J. B. P. Williamson. 1958. « Electrical Conduction in Solids. II. Theory of Temperature-Dependent Conductors ». *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 246 (1244) (juillet 22): 13-31. doi:10.1098/rspa.1958.0103.
- Gregori, Giuliano, et David R. Clarke. 2006. « The interrelation between adhesion, contact creep, and roughness on the life of gold contacts in radio-frequency microswitches ». *Journal of Applied Physics* 100 (9) (novembre 8): 094904-094904-10. doi:doi:10.1063/1.2363745.
- Hertz, Heinrich Rudolf. 1881. « Über die Berührung fester elastischer Körper (On the contact of rigid elastic solids ) ». *Journal für die reine und angewandte Mathematik (Crelle's Journal)( J. Reine and Angewandte Mathematik)*.
- Holm, R. 1967. *Electric Contacts-Theory and Applications, 4th edn.* Édité par R. Holm. Berlin: Springer.
- Hyman, D., et M. Mehregany. 1999. « Contact physics of gold microcontacts for MEMS switches ». *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 22 (3) (septembre): 357 -364. doi:10.1109/6144.796533.
- Jackson, Robert L., et Itzhak Green. 2005. « A Finite element study of elasto-plastic hemispherical contact against a rigid flat ». *Journal of Tribology* 127 (avril): 343-354. doi:10.1115/1.1866166.

- Jackson, Robert L., et Itzhak Green . 2006. « A statistical model of elasto-plastic asperity contact between rough surfaces ». *Tribology International* 39 (9) (septembre): 906-914.
- Jackson, Robert L., et Jeffrey L. Streater. 2006. « A multi-scale model for contact between rough surfaces ». *Wear* 261: 1337-1347.
- Jensen, B.D., L.L.-W. Chow, Kuangwei Huang, K. Saitou, J.L. Volakis, et K. Kurabayashi. 2005. « Effect of nanoscale heating on electrical transport in RF MEMS switch contacts ». *Journal of Microelectromechanical Systems* 14 (5) (octobre): 935 - 946. doi:10.1109/JMEMS.2005.856653.
- Jensen, B.D., K. Saitou, J.L. Volakis, et K. Kurabayashi. 2003. « Fully integrated electrothermal multidomain modeling of RF MEMS switches ». *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 13 (9) (septembre): 364 -366. doi:10.1109/LMWC.2003.817121.
- Johnson, K.L. 1968. « An Experimental Determination of the Contact Stresses Between Plastically Deformed Cylinders and Spheres ». In *Engineering Plasticity*, 341-361. Cambridge: Cambridge University Press.
- Kogut, L., et I. Etsion. 2002. « Elastic-plastic contact analysis of a sphere and a rigid flat ». *Journal of Applied Mechanics* 69: 657-662.
- Kogut, L., et Izhak Etsion. 2003. « A finite element based elastic-plastic model for the contact of rough surfaces ». *Tribology Transactions* 46: 383-390.
- Kogut, L., et K. Komvopoulos. 2003. « Electrical contact resistance theory for conductive rough surfaces ». *Journal of Applied Physics* 94: 3153-3162.
- Kogut, L., et K.Komvopoulos. 2004. « Electrical contact resistance theory for conductive rough surfaces separated by a thin insulating film ». *Journal of Applied Physics* 95: 576-585.
- Kogut, L. 2005. « Electrical performance of contaminated rough surfaces in contact ». *Journal of Applied Physics* 97: 103723-1-103723-5.
- Koibuchi, Koichi, et Koichiro Sawa. 2007. « Numerical study on current and thermal distribution of electrical contacts by FEM ». In *53th Holm Conference on*.
- Kwon, Hyouk, Dong-June Choi, Jae-Hyoung Park, Hee-Chul Lee, Yong-Hee Park, Yong-Dae Kim, Hyo-Jin Nam, Young-Chang Joo, et Jong-Uk Bu. 2007. « Contact materials and reliability for high power RF-MEMS switches ». In *IEEE 20th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, 2007. MEMS*, 231 -234. doi:10.1109/MEMSYS.2007.4433055.
- Kwon, Hyouk, Jae-Hyoung Park, Hee-Chul Lee, Dong-Jun Choi, Yong-Hee Park, Hyo-Jin Nam, et Young-Chang Joo. 2008. « Investigation of Similar and Dissimilar Metal Contacts for Reliable Radio Frequency Microelectromechanical Switches ». *Japanese Journal of Applied Physics* 47 (8): 6558-6562. doi:10.1143/JJAP.47.6558.
- Lavers, John Douglas, et R. S. Timsit. 2002. « Constriction Resistance at High Signal Frequencies ». *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 25 (3): 446-452.

- Lee, Hyukjae, Ronald A Coutu, Shankar Mall, et Kevin D Leedy. 2006. « Characterization of metal and metal alloy films as contact materials in MEMS switches ». *Journal of Micromechanics and Microengineering* 16 (3) (mars 1): 557-563. doi:10.1088/0960-1317/16/3/011.
- Leidner, M., H. Schmidt, et M. Myers. 2010. « Simulation of the Current Density Distribution within Electrical Contacts ». In *2010 Proceedings of the 56th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts (HOLM)*, 1-9. doi:10.1109/HOLM.2010.5619467.
- Majumdar, A., et B. Bhushan. 1990. « Role of Fractal Geometry in Roughness Characterization and Contact Mechanics of Surfaces ». *Journal of Tribology* 112 (2) (avril 1): 205-216. doi:10.1115/1.2920243.
- Majumdar, A., et B. Bhushan. 1991. « Fractal model of elastic-plastic contact between rough surfaces ». *Journal of Tribology* 113: 1-11.
- Majumder, S., N.E. McGruer, G. G. Adams, P.M. Zavracky, Richard H. Morrison, et Jacqueline Krim. 2001. « Study of contacts in an electrostatically actuated microswitch ». *Sensors and Actuators A: Physical* 93 (1) (août 25): 19-26. doi:10.1016/S0924-4247(01)00627-6.
- Majumder, S., N.E. McGruer, G.G. Adams, A. Zavracky, P.M. Zavracky, R.H. Morrison, et J. Krim. 1998. « Study of contacts in an electrostatically actuated microswitch ». In *Proceedings of the Forty-Fourth IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, 1998*, 127 -132. doi:10.1109/HOLM.1998.722437.
- Maul, C., J.W. McBride, et J. Swingler. 2001. « Intermittency phenomena in electrical connectors ». *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 24 (3) (septembre): 370 -377. doi:10.1109/6144.946482.
- McCool, J. I. 1986. « Predicting Microfracture in Ceramics Via a Microcontact Model ». *Journal of Tribology* 108 (3): 380. doi:10.1115/1.3261209.
- McGruer, N.E., G.G. Adams, L. Chen, Z. J. Guo, et Y. Du. 2006. « Mechanical, Thermal, and Material Influences on Ohmic-Contact-Type MEMS Switch Operation ». In *19th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, 2006. MEMS 2006 Istanbul*, 230-233. doi:10.1109/MEMSYS.2006.1627778.
- Misra, Prashant, et J. Nagaraju. 2010. « Electrical Contact Resistance in Thin ( $\leq 0.5\mu\text{m}$ ) Gold plated Contact: Effect of Gold Plating Thickness ». *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 33 (décembre): 830-835.
- Monnier, Arnaud, B. Froidurot, C. Jarrige, P. Testé, et R. Meyer. 2007. « A Mechanical, Electrical, Thermal Coupled-Field Simulation of a Sphere-Plane Electrical Contact ». *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 30: 787-795.
- Nakamura, M., et I. Minowa. 1986. « Computer Simulation for the Conductance of a Contact Interface ». *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology* 9 (2): 150-155. doi:10.1109/TCHMT.1986.1136639.
- Nakamura, M., et I. Minowa. 1989. « Film resistance and constriction effect of current in a contact interface ». *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology* 12 (1) (mars): 109 -113. doi:10.1109/33.19023.

- Nakamura, Mitsunobu. 1993. « Constriction Resistance of Conducting Spots by the Boundary Element Method ». *IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology* 16: 339-343.
- Nakamura, Mitsunobu, et Isao Minowa. 1986. « Computer Simulation for the Conductance of a Contact Interface ». *IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology* CHMT\_9: 150-155.
- Nayak, P. Ranganath. 1971. « Random Process Model of Rough Surfaces ». *Journal of Lubrication Technology* 93 (3): 398. doi:10.1115/1.3451608.
- Norberg, G., S. Dejanovic, et H. Hesselbom. 2006. « Contact resistance of thin metal film contacts ». *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 29 (2) (juin): 371 -378. doi:10.1109/TCAPT.2006.875891.
- Patton, S. T., et J. S. Zabinski. 2005a. « Fundamental Studies of Au Contacts in MEMS RF Switches ». *Tribology Letters* 18 (2) (février 1): 215-230. doi:10.1007/s11249-004-1778-3.
- Patton, S. T., et J. S. Zabinski. 2005b. « Failure Mechanisms of Capacitive MEMS RF Switch Contacts ». *Tribology Letters* 19 (4) (août 1): 265-272. doi:10.1007/s11249-005-7443-7.
- Pei, L., S. Hyun, J.F. Molinari, et Mark O. Robbins. 2005. « Finite element modeling of elasto-plastic contact between rough surfaces ». *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 53 (11) (novembre): 2385-2409. doi:10.1016/j.jmps.2005.06.008.
- Pennec, F., D. Peyrou, D. Leray, P. Pons, R. Plana, et F. Courtade. 2012. « Impact of the Surface Roughness Description on the Electrical Contact Resistance of Ohmic Switches Under Low Actuation Forces ». *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology* 2 (1): 85 -94. doi:10.1109/TCPMT.2011.2108655.
- Pennec, Fabienne. 2009. « Modélisation du contact métal-métal: Application aux microcommutateurs MEMS RF ». Univ de Toulouse.
- Per, Lindholm. 2011. « Numerical study of asperity distribution in an electrical contact ». In *Proceedings of the 57th IEEE Holm Conference*.
- Peyrou, D., F. Pennec, H. Achkar, P. Pons, et R. Plana. 2007. « Effect of Contact Force Between Rough Surfaces on Real contact Area and Electrical Contact Resistance ». In *8th International Symposium pn RF MEMS and RF Microsystems (MEMSWAVE 2007)*.
- Read, M. B., J. H. Lang, A. H. Slocum, et R. Martens. 2009. « Contact Resistance in Flat Thin Films ». In *Proceedings of the 55th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts*, 300-306.
- Rezvanian, O, M A Zikry, C Brown, et J Krim. 2007. « Surface roughness, asperity contact and gold RF MEMS switch behavior ». *Journal of Micromechanics and Microengineering* 17 (10) (octobre 1): 2006-2015. doi:10.1088/0960-1317/17/10/012.
- Rezvanian, O., C. Brown, M. A. Zikry, A. I. Kingon, J. Krim, D. L. Irving, et D. W. Brenner. 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 (2) (juillet 28): 024513-024513-5. doi:doi:10.1063/1.2953072.



- Sahoo, Prasanta, Biplab Chatterjee, et Dipankar Adhikary. 2010. « Finite element based elastic-plastic contact behaviour of a sphere against a rigid flat-effect of strain hardening ». *International Journal of Engineering and Technology* 2(1): 1-6.
- Sahoo, Prasanta, et Niloy Ghosh. 2007. « Finite element contact analysis of fractal surfaces ». *Journal of Physics D: Applied Physics* 40: 4245-4252. doi:10.1088/0022-3727/40/14/021.
- Sano, Y. 1985a. « Effect of space angle on constriction resistance and contact resistance for a point contact ». *J. Appl. Phys* 58: 2654-2654.
- Sano, Y. 1985b. « Effect of Space Angle on Constriction Resistance and Contact Resistance for the Case of Line Contact ». *IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology* CHMT-8: 228-234.
- Schimkat, Joachim. 1998. « Contact materials for microrelays ». In *11th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, MEMS*, 190-194.
- Shanthraj, P., O. Rezvanian, et M.A. Zikry. 2011. « Electrothermomechanical Finite-Element Modeling of Metal Microcontacts in MEMS ». *Journal of Microelectromechanical Systems* 20 (2) (avril): 371 -382. doi:10.1109/JMEMS.2010.2100020.
- Sharvin, Yu V. 1965. « A Possible Method for Studying Fermi Surfaces ». *Soviet Physics JETP* 21: 655.
- Simmons, John G. 1963. « Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film ». *Journal of Applied Physics* 34 (6) (juin 1): 1793-1803. doi:doi:10.1063/1.1702682.
- Slade, P. G., éd. 1999. *Electrical Contacts-Principles and Applications*. New York: Marcel Dekker.
- Souchon, F., A. Peschot, P.L. Charvet, et C. Poulain. 2010. « Impact of Creep and Softening Mechanisms on the Contact Resistance of RF MEMS Ohmic Switches: Study of the Current and Time Effects on Au-to-Au Microcontacts in Static Contact Conditions ». In *2010 Proceedings of the 56th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts (HOLM)*, 1 -7. doi:10.1109/HOLM.2010.5619516.
- Spengen, W. Merlijn van. 2003. « MEMS reliability from a failure mechanisms perspective ». *Microelectronics Reliability* 43 (7) (juillet): 1049-1060. doi:10.1016/S0026-2714(03)00119-7.
- Tabor, David. 1951. *The Hardness of Metals*. Oxford University Press.
- Tan, S.G., E.P. McErlean, J.-S. Hong, Z. Cui, L. Wang, R.B. Greed, et D.C. Voyce. 2005. « Electromechanical modelling of high power RF-MEMS switches with ohmic contact ». In *Microwave Conference, 2005 European*, 3:4 pp. doi:10.1109/EUMC.2005.1610223.
- Timoshenko, S., And J. N. Goodier. 1951. *Theory of Elasticity*. McGraw-Hill.
- Timsit, R. S. 2008. « Constriction Resistance of Thin Film Contacts ». In *Inproceeding of 54th IEEE Holm Conf. Electric. Contacts*, 332-336.
- Timsit, R. S. 2010. « Constriction Resistance of Thin Film Contacts ». *Transactions on components and Packaging Technologies* 33: 636-642.

- Timsit, R.S. 1983. « On the Evaluation of Contact Temperature from Potential-Drop Measurements ». *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology* 6 (1) (mars): 115 - 121. doi:10.1109/TCHMT.1983.1136148.
- Timsit, Roland S. 2004. « Electrical Conduction Through Small Contact Spots ». In *Proceedings of the 50th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts and the 22nd International Conference on Electrical Contacts*.
- Tsai, C. L., W. L. Dai, D. W. Dickinson, et J. C. Papritan. 1991. « Analysis and development of a real-time control methodology in resistance spot welding ». *Welding Research Supplement*: 339s-351s.
- Vincent, Maxime. 2010. « Etude des mécanismes de défaillance du contact électrique dans un micro-interrupteur en technologie MEMS ».
- Wexler, G. 1966. « The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry ». *Proc. Phys. Soc* 89: 927-941.
- Wilson, W.E., S.V. Angadi, et R.L. Jackson. 2008. « Electrical Contact Resistance Considering Multi-Scale Roughness ». In *Proceedings of the 54th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, 2008*, 190-197.  
doi:10.1109/HOLM.2008.ECP.43.
- Yan, W., et K. Komvopoulos. 1998. « Contact analysis of elastic-plastic fractal surfaces ». *Journal of Applied Physics* 84: 3617-3624.
- Yan, X., N.E. McGruer, G.G. Adams, et S. Majumder. 2003. « Finite element analysis of the thermal characteristics of MEMS switches ». In *TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference on, 2003*, 1:412-415 vol.1. doi:10.1109/SENSOR.2003.1215341.
- Yan, Xiaomin, N. E. McGruer, G. G. Adams, et S. Majumder. 2000. « Thermal Characteristics of Microswitch Contacts ». In *Pro. AVS 47th International Symposium*.
- Yang, Zhenyin. 2008. *Contact Material Optimization and Contact Physics in Metal-contact Microelectromechanical Systems (MEMS) Switches*. ProQuest.
- Zhao, J.H, S. Nagao, et Z.L Zhang. 2012. « Loading and unloading of a spherical contact: From elastic to elastic-perfectly plastic materials ». *International Journal of Mechanical Sciences* 56: 70-76.
- Zhao, Yongwu, David M. Maietta, et L. Chang. 2000. « An asperity microcontact model incorporating the transition from elastic deformation to fully plastic flow ». *Journal of Tribology* 122: 86-93.

## 2. Modélisation mécanique du contact

### Nomenclature

#### Symboles romains

$A$	aire de contact réel ( $m^2$ )
$A_c$	aire de contact réel à l'interférence critique $\omega_c$ ( $m^2$ )
$A_{max}$	aire de contact réel maximale avant déchargement ( $m^2$ )
$A^*$	aire de contact adimensionnée, $A^* = A / A_c$
$d_{max}$	écrasement maximum du plot (m)
$E$	module d'élasticité ou module d'Young (Pa)
$E^*$	module d'Young équivalent (Pa)
$E_t$	module tangent (Pa)
$F$	force de contact (N)
$F_c$	force de contact à l'interférence critique $\omega_c$ (N)
$F_{max}$	force de contact maximale avant déchargement (N)
$F^*$	force de contact adimensionnée, $F^* = F / F_c$
$k$	raideur de contact tangente (N/m)
$k_{avg}$	raideur de contact tangente moyenne (N/m)
$k_p$	raideur de flexion du pont (N/m)
$p$	pression de contact (Pa)
$p_a$	pression de contact moyenne (Pa)
$p_m$	pression de contact maximale (Pa)
$R_a$	rugosité arithmétique ou écart moyen arithmétique (m)
$R_{max}$	rugosité maximale définie par la profondeur maximale des stries (m)
$R_q$	rugosité efficace ou RMS (m)
$v_{dérive}$	vitesse de déplacement due à la dérive thermique du nanoindenteur (m/s)

#### Symboles grecs

$\nu$	coefficient de Poisson
$\nu^*$	coefficient de Poisson équivalent
$\epsilon_{max}$	erreur maximale sur la mesure de force (N)
$\sigma_y$	limite élastique (de l'anglais « yield ») (Pa)
$\sigma_u$	limite à rupture, contrainte ultime (Pa)
$\omega$	interférence, rapprochement des deux solides en contact (m)

$\omega_c$	interférence critique, à l'apparition de plasticité (m)
$\omega_{max}$	interférence maximale avant le déchargement (m)
$\omega_{res}$	interférence résiduelle après le déchargement complet (m)
$\omega^*$	interférence adimensionnée, $\omega/\omega_c$

## Acronymes

AFM	Atomic Force Microscopy
BISO	Bilinéaire ISOtrophe, loi de comportement « élastique - élastoplastique »
CL	Conditions aux Limites
ECD	Dépôt électrolytique - de l'anglais « Electro-Chemical Deposition »
ECR	Electrical Contact Resistance
EF	Eléments Finis
F-F	Flexible-Flexible
F-R	Flexible-Rigide
L-L	Lisse-Lisse
MEMS	Microsystème électromécanique - de l'anglais « Micro Electrico Mechanical System »
MISO	Millénaire ISOtrophe, loi de comportement « élastique - élastoplastique - parfaitement plastique »
PVD	Dépôt physique en phase vapeur - de l'anglais « Physical Vapor Deposition »)
RF	Radio-Fréquence
R-L	Rugueux-Lisse
R-L	Rugueux-Rugueux

# Introduction

Une méthodologie de calcul numérique de résistance de contact et les outils associés ont été développés au LAAS-CNRS par Peyrou (Peyrou *et al.* 2007), Achkar (Achkar *et al.* 2008) et Pennec (Pennec *et al.* 2008, Pennec 2009, Pennec *et al.* 2012). Le début de ce chapitre s'attachera à décrire cette méthodologie, à rappeler et discuter les résultats obtenus par Pennec et ses co-auteurs.

Deux validations du calcul du comportement mécanique du contact seront alors détaillées : l'une grâce à des mesures expérimentales de micro-indentation sur un échantillon d'or, l'autre grâce à des mesures d'actionnement mécanique sur micro-commutateur.

Ensuite, nous utiliserons l'outil de calcul pour analyser l'influence de la rugosité sur le comportement mécanique du contact, avec les deux matériaux les plus utilisés pour les électrodes de micro-commutateurs ohmiques.

Enfin, nous étudierons les conséquences d'une configuration de structure multicouche sur le contact mécanique.

## 2.1. Développement d'un outil de modélisation du contact

### 2.1.1. Description de la méthode de Pennec

L'originalité du travail de la méthode déterministe de Pennec est d'utiliser la forme réelle de la surface de contact dans le modèle numérique. Ainsi, on utilise un microscope à force atomique (AFM) pour enregistrer les données 3D de la surface du matériau de contact. Puis une routine Matlab convertit ces données en un fichier compatible avec le langage de programmation d'ANSYS (APDL, ANSYS Parametric Design Language). L'étape suivante est la création de la surface rugueuse à partir des points issus du fichier importé (M. Kathryn Thompson 2006). La méthode est décrite dans son ensemble sur la Figure 2.1.

L'algorithme de résolution choisi est une méthode de Lagrangien augmenté, standard dans ANSYS. Cette méthode itérative utilise des pénalités pour imposer la compatibilité de contact. Cette méthode offre un meilleur conditionnement que la méthode de pénalité pure, est moins sensible à la valeur du coefficient de raideur de contact utilisé, mais peut exiger plus d'itérations (ANSYS version 11.0, aide en ligne).

Les calculs sont exécutés avec les options grandes déformation et grands déplacements.

La friction n'est pas prise en compte, le glissement se fait sans frottement.

Après la résolution, des données et certains résultats sont exportés : coordonnées de chaque nœud, définition des éléments de contact, effort associé à chaque nœud et aire de contact associée à chaque couple nœud-élément. Une procédure Matlab importe ces données et évalue la résistance de contact correspondante.

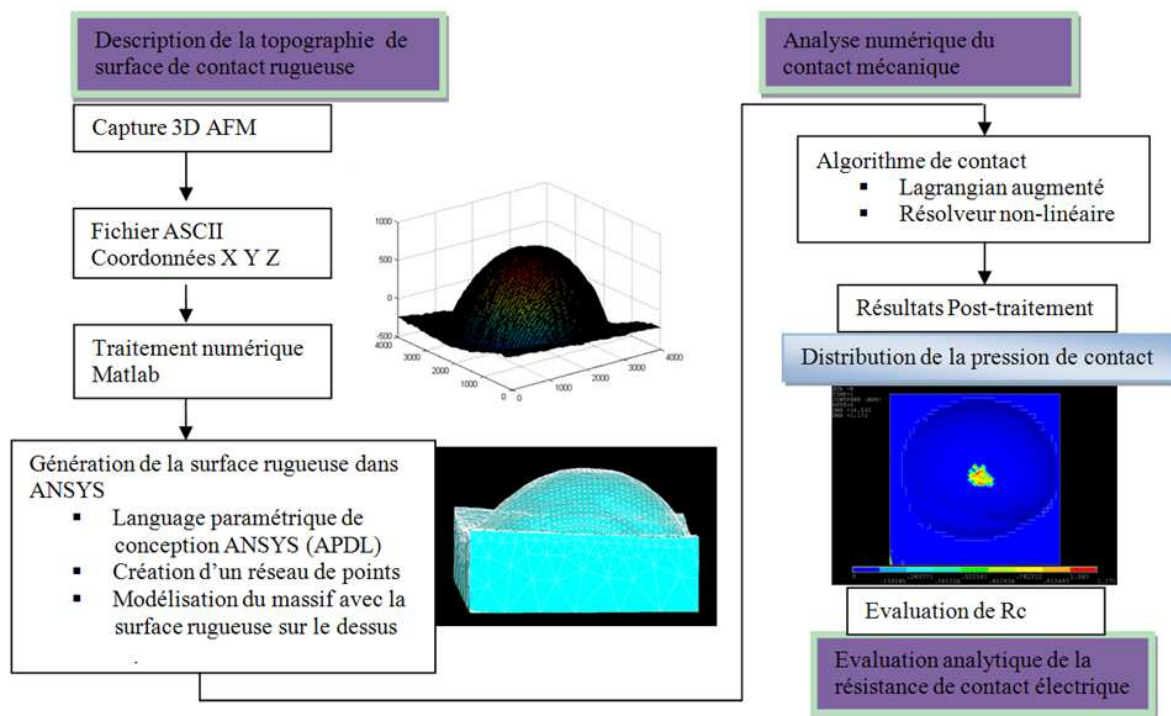


Figure 2.1 Description de la méthode de Pennecc, algorithme de contact et post-traitement dans ANSYS (Pennecc *et al.* 2009)

## 2.1.2. Simplifications des modèles de Pennecc

Le contact d'un micro-commutateur, par exemple entre un plot et un pont, sollicite deux parties qu'on peut considérer comme des solides déformables. Un modèle qui considère deux solides déformables sera appelé modèle flexible-flexible. Par ailleurs, toutes les surfaces réelles étant rugueuses dans une certaine mesure (Jackson et Green 2006), le contact a lieu entre deux corps à surface rugueuse. Un modèle qui considère deux solides à surface rugueuse sera appelé modèle rugueux-rugueux. Comme nous le discuterons plus loin, les cas de contact traités ici font apparaître des déformations plastiques importantes. Grands déplacements, grandes déformations et comportement de matériau non-linéaire apparaissent généralement dès que le chargement atteint quelques nanomètres ou quelques microNewtons.

On conçoit donc qu'un modèle flexible-flexible, rugueux-rugueux présente une difficulté de résolution très élevée si le maillage est fin. Les pistes de simplification du modèle EF suivantes ont été explorées par Pennecc :

- transformer le problème rugueux-rugueux (R-R) en un problème rugueux-lisse (R-L). L'équivalence peut être ajustée par une définition adéquate de la rugosité de la nouvelle surface rugueuse. La Figure 2.2 illustre cette simplification,

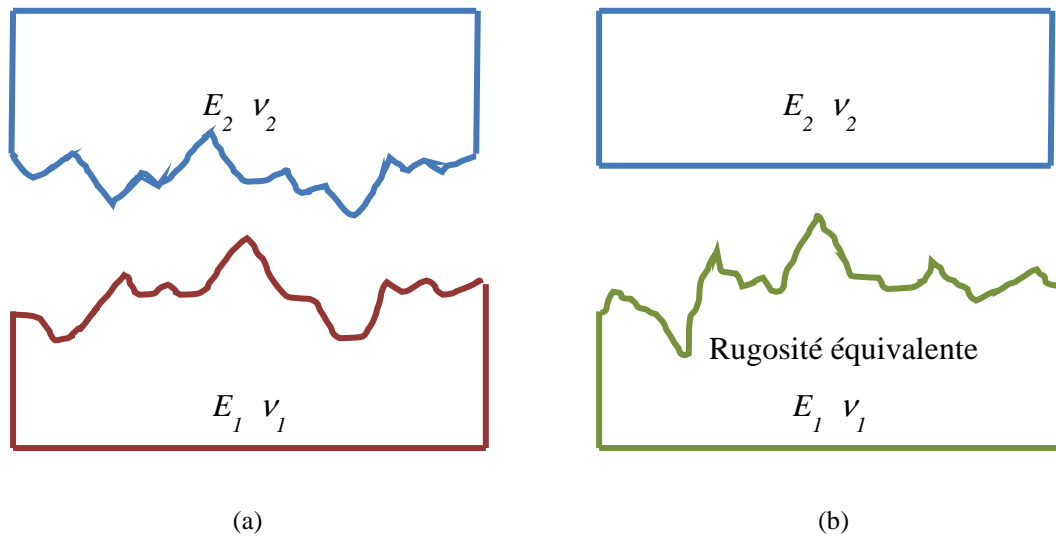


Figure 2.2 Modèle (a) rugueux-rugueux et (b) rugueux-lisse « d'après (Pennec 2009) »

- remplacer un modèle flexible-flexible (F-F) par un modèle flexible-rigide (F-R). La définition des propriétés du matériau du nouveau corps flexible est alors faite de manière à obtenir la meilleure équivalence possible. La Figure 2.3 illustre cette simplification. Classiquement, avec une loi de comportement de matériau élastique, on adopte pour le module d'Young et le coefficient de Poisson:

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \quad (2.1)$$

$$\nu^* = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} \quad (2.2)$$

D'après Pennec, cependant, il n'y a pas d'équivalence acceptable reconnue dans le cas où l'un des matériaux du modèle initial est caractérisé par une loi de comportement élastoplastique.

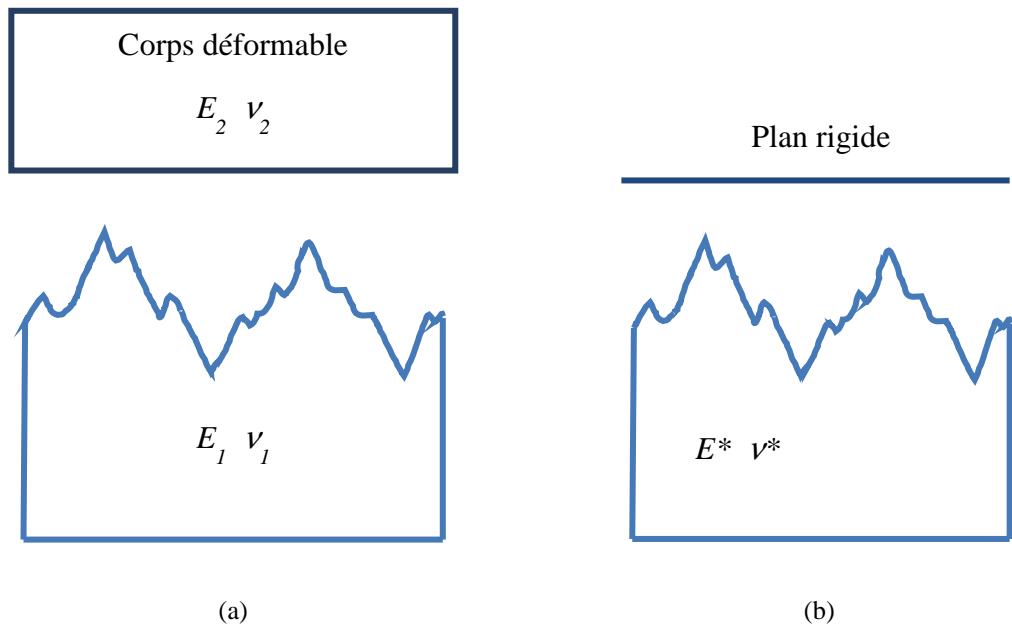


Figure 2.3 Modèle (a) flexible-flexible et (b) rigide-flexible « d'après (Pennec 2009) »

## 2.1.3. Résultats et conclusions obtenus par Pennec

### 2.1.3.1. Validation des simplifications

Le passage d'un modèle Rugueux-Rugueux à un modèle Rugueux-Lisse a été étudié par Greenwood et Tripp (1970). Ils ont trouvé qu'un contact plan peut être appréhendé correctement par un modèle R-L, que ce soit en comportement élastique ou en comportement plastique. Toutefois, d'après Pennec, pour un contact Au-Au avec comportement élastoplastique, des simulations 2D ont révélé des différences sensibles sur les longueurs de contact.

Le passage Flexible-Flexible à Flexible-Rigide a été validé par Pennec dans le cas d'un comportement élastique. En revanche, si une plastification importante a lieu, les écarts apparaissent encore : le modèle Flexible-Rigide prédit une aire de contact 25% plus élevée, avec une interférence imposée de 10 nm pour un contact rugueux Au-Au.

### 2.1.3.2. Validation de la méthode de simulation par des mesures expérimentales

La méthode de prédiction de la résistance de contact a été confrontée à des mesures expérimentales sur deux véhicules de test : l'un à actionnement électrostatique, l'autre à actionnement mécanique avec un nano-indenteur.

Des valeurs de résistance issues de simulations ont été trouvées proches des valeurs mesurées dans le cas du test à actionnement électrostatique. Les écarts étaient de l'ordre de 10% malgré des incertitudes concernant la force de contact.

Au contraire, les mesures sur le véhicule de test à actionnement mécanique ont révélé des valeurs de résistance de 40 à 60 fois plus élevées que les valeurs données par la modélisation. Les sources d'erreur suivantes ont été envisagées :



- le fait que des échantillons distincts ont été utilisés d'une part pour la mesure expérimentale d'ECR et d'autre part pour le relevé AFM utilisé dans les simulations ;
- un maillage trop grossier de la surface en contact ;
- une imprécision sur les propriétés des matériaux.

L'incertitude sur ces points n'a pas permis d'expliquer les écarts constatés entre modélisation et expérimentation. On pense donc que la cause est liée à la présence de films électriquement isolants en surface. Ces films sont très mal connus, et difficiles à caractériser. Nous allons donc commencer par valider non pas la méthode de prédiction de la résistance de contact dans sa globalité, mais uniquement la méthode de modélisation du problème de contact mécanique.

## **2.1.4. Amélioration du modèle**

### **2.1.4.1. Limites du modèle d'analyse EF de Pennec**

La thèse de Pennec liste quelques limitations du travail réalisé :

- présence de films contaminants non prise en compte,
- échauffement du contact dû au passage du courant électrique non pris en compte,
- évaluation des propriétés des matériaux incertaine, par exemple, module d'Young, dureté, résistivité électrique
- rugosité prise en compte sur une seule des électrodes de contact.

Les deux premiers points seront abordés dans le chapitre 4. Dans la suite de ce chapitre, nous discuterons donc :

- la définition des propriétés matériaux,
- la prise en compte de la rugosité sur les deux électrodes.

De plus, le type de loi de comportement du matériau sera amélioré.

### **2.1.4.2. Loi de comportement du matériau**

Les simulations réalisées par Pennec utilisent une loi de comportement de matériau appelée « BISO », bilinéaire, c'est-à-dire une loi du type « élastique - élastoplastique ». Ce type de loi peut laisser les contraintes augmenter de manière excessive en cas de très forte plasticité.

Un autre type de loi de comportement implémentée en standard dans le logiciel ANSYS est la loi « MISO », multilinéaire, c'est-à-dire du type « élastique - élastoplastique - parfaitement plastique ».

Le choix BISO / MISO sera discuté dans la partie 2.2.4.1 selon deux critères : effet sur les résultats de simulation et rapidité du calcul.

## **2.2. Validation par indentation d'échantillon**

Les travaux de thèse de Pennec ont donné lieu à une validation uniquement par comparaison des valeurs de résistance de contact. Ces comparaisons ont laissé un bilan mitigé : les valeurs de résistance de contact issues des simulations sont éloignées des valeurs relevées expérimentalement, possiblement à cause de la présence de films isolants en surface. Il en ressort une confiance limitée dans la précision des simulations.

Dans cette partie, un premier essai de validation du calcul mécanique est mené. Nous appliquons à un échantillon plan d'or électrodéposé les outils développés pour lancer une simulation de contact mécanique incrémentale, afin d'obtenir une courbe effort-déplacement. Une comparaison est alors réalisée avec les résultats d'une expérience réalisée sur nanoindenteur.

## **2.2.1. Expérimentation réalisée**

### **2.2.1.1. Protocole expérimental**

Un film d'or électrodéposé d'épaisseur  $5,6 \mu\text{m}$  est testé par un nanoindenteur (Nano Indenter XP @MTS) équipé d'une pointe sphérique en diamant. Le rayon de courbure de la pointe est de  $5,9 \mu\text{m}$ . Les essais sont réalisés en déplacement imposé jusqu'à une profondeur de 20 nm.

Le protocole consiste en :

- une rampe de chargement de zéro à 20 nm, à partir du point de contact détecté lors de l'approche,
- une rampe de déchargement de 20 nm jusqu'à annulation de la force de contact.

Ce chargement est répété 16 fois selon un quadrillage sur l'échantillon, ce qui permet d'avoir un aperçu de la variabilité des résultats.

### **2.2.1.2. Analyse des résultats expérimentaux**

Les résultats expérimentaux de la force en fonction du déplacement sont présentés dans la Figure 2.4. On note tout d'abord que le protocole expérimental n'a pas permis de stopper le chargement systématiquement à 20 nm. Par ailleurs, on remarque la présence d'un palier à force constante entre la fin du chargement et le début du déchargement. Ce palier montre la présence de fluage.

Les dispersions suivantes sont observées lors du chargement :

- les valeurs de raideur tangente (pente de la courbe de force en fonction du déplacement) autour de 20 nm varient du simple au double (approximativement de  $7,5$  à  $15 \mu\text{N/nm}$ )
- les courbes qui montrent les forces les plus faibles comportent un long palier à très faible pente, jusque 10 voire 15 nm ; ensuite seulement, la pente augmente de manière marquée. Sur les courbes qui montrent les forces les plus élevées, ce palier est quasiment inexistant.
- les courbes semblent se diviser en deux groupes, selon l'existence ou non de ce palier. Aucune explication n'est apportée ici à ce propos.

Parmi les causes possibles de ces dispersions, on peut penser à : l'orientation des grains, la présence de joints de grains dans la zone d'indentation, ou encore la présence de particules étrangères sur la surface de l'échantillon.

En revanche, le déchargement est très similaire pour toutes les courbes : les valeurs de raideur tangente lors du déchargement sont très proches les unes des autres. On note en fin de déchargement que le retour à zéro de la force de contact ne se fait pas entièrement ; cela indique probablement une légère dérive de la mesure de force.

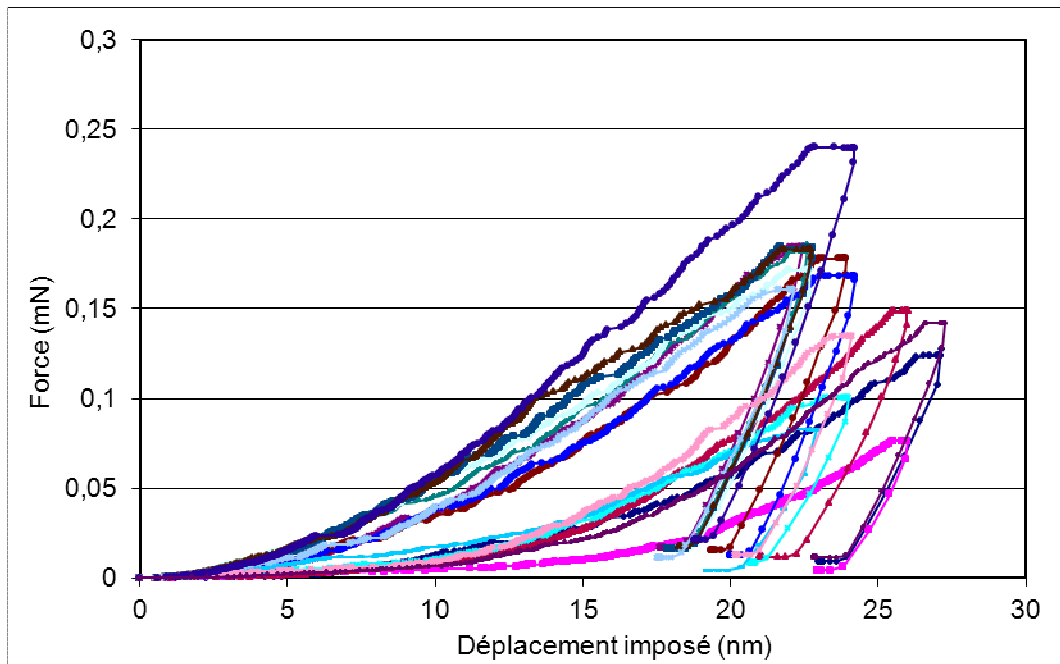


Figure 2.4 Test d'indentation - résultats expérimentaux sur film d'or électrodéposé

## 2.2.2. Modèle numérique

### 2.2.2.1. Relevé AFM

Une zone de l'échantillon est scannée par un microscope AFM (Veeco D3100). Il n'a pas été possible de scanner le lieu précis d'une indentation, car les déformations résiduelles étaient trop faibles pour être localisées. La zone scannée est donc une zone vierge. Les caractéristiques de l'acquisition réalisée sont :

- dimensions de la zone : 2023 nm × 2023 nm
- quadrillage de la zone sur 256 lignes selon X et 215 lignes selon Y
- résolution horizontale résultante : 7,9 nm en X et 9,4 nm en Y

La Figure 2.5 montre le profil relevé. La rugosité présente une certaine régularité. L'écart moyen arithmétique vaut  $R_a = 2,4$  nm.

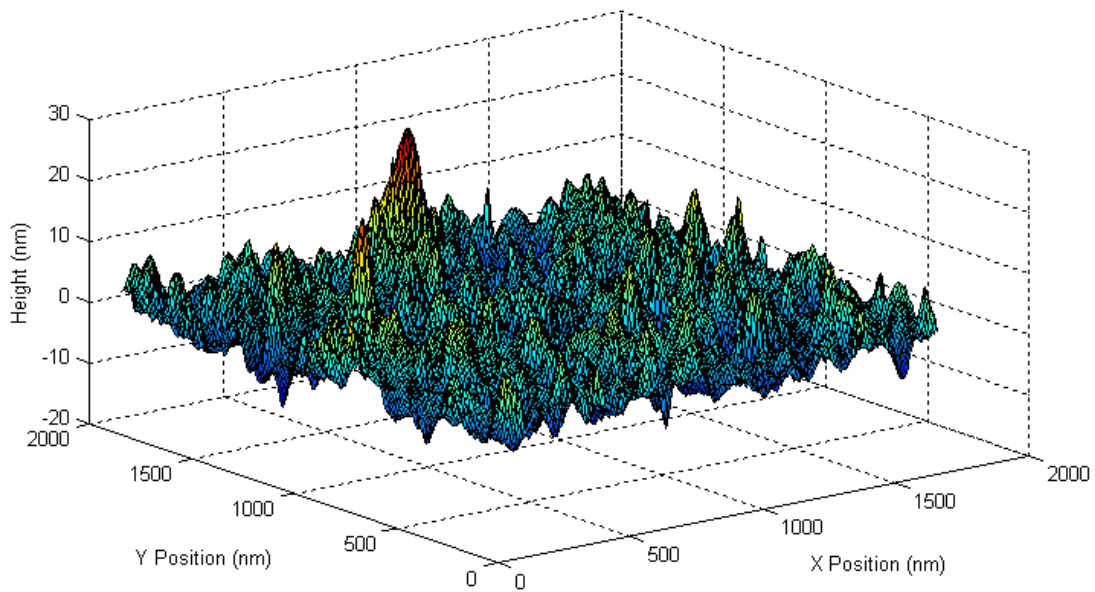


Figure 2.5 Topographie d'échantillon indenté

### 2.2.2.2. Description du modèle EF

Le modèle tridimensionnel est construit avec ANSYS. Le maillage est composé de deux parties volumiques, il s'agit d'éléments déformables :

- en partie inférieure, le film d'or,
- en partie supérieure, la pointe diamant de rayon  $5,9 \mu\text{m}$ .

Les dimensions de la zone modélisée sont choisies comme suit :

- couche d'or maillée sur une épaisseur de  $3 \mu\text{m}$
- dimensions horizontales  $1,7 \mu\text{m} \times 1,7 \mu\text{m}$

La Figure 2.6 montre un maillage fait avec une résolution de la surface de contact de  $71 \text{ nm} \times 85 \text{ nm}$ .

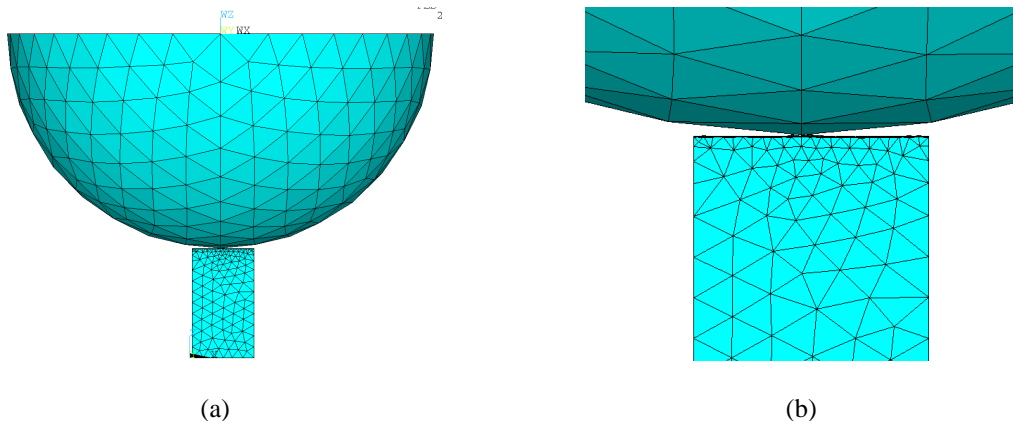


Figure 2.6 Maillage pour simulation par EF du contact entre échantillon et pointe diamant.  
(a) Ensemble du modèle ; (b) zoom sur la zone de contact

Le Tableau 2.1 montre les propriétés des matériaux utilisées. Le diamant est beaucoup plus dur que l'or, on lui associe donc une loi de comportement parfaitement élastique. L'or est

défini comme élastoplastique avec option « MISO ». Les éléments utilisés pour le maillage sont du type SOLID187. Ce type supporte la plasticité, l'écroutissement, les grands déplacements et les grandes déformations. Les éléments de contact surface-surface sont du type CONTA174 et TARGE170.

La résolution est lancée avec la méthode du lagrangien augmentée pour la recherche du contact et l'option de grandes déformations est activée. Les conditions aux limites sont choisies comme suit :

- les nœuds de la surface inférieure du film d'or sont encastés (déplacements nuls dans les trois directions) ;
- le chargement est créé en tant que déplacement vertical imposé de tous les nœuds de la surface supérieure de la demi-sphère.

Notons que les déplacements des nœuds des surfaces latérales ne sont pas bloqués dans ce modèle, nous appellerons ces conditions « libres ». A l'opposé, on peut bloquer ces nœuds dans les directions X et Y. Nos simulations montrent que les deux cas apportent les résultats de force-déplacement assez proches. Dans les simulations ci-dessous, l'option de conditions libres est prise.

Tableau 2.1 Propriétés des matériaux pour la simulation d'indentation

Matériaux	Or	Diamant
Module d'Young $E$ (GPa)	80	1140
Coefficient de poisson $\nu$	0,42	0,07
Limite élastique $\sigma_y$ (MPa)	300	
Limite à rupture $\sigma_u$ (MPa)	360	
Module tangent $E_t$ (GPa)	10	

### 2.2.3. Comparaison simulation-expérimentation

La première simulation est réalisée avec une résolution de maillage de  $71 \times 85 \text{ nm}^2$  sur la surface de contact. Dans ces conditions, la simulation de l'ensemble chargement-déchargement prend environ 90 min.

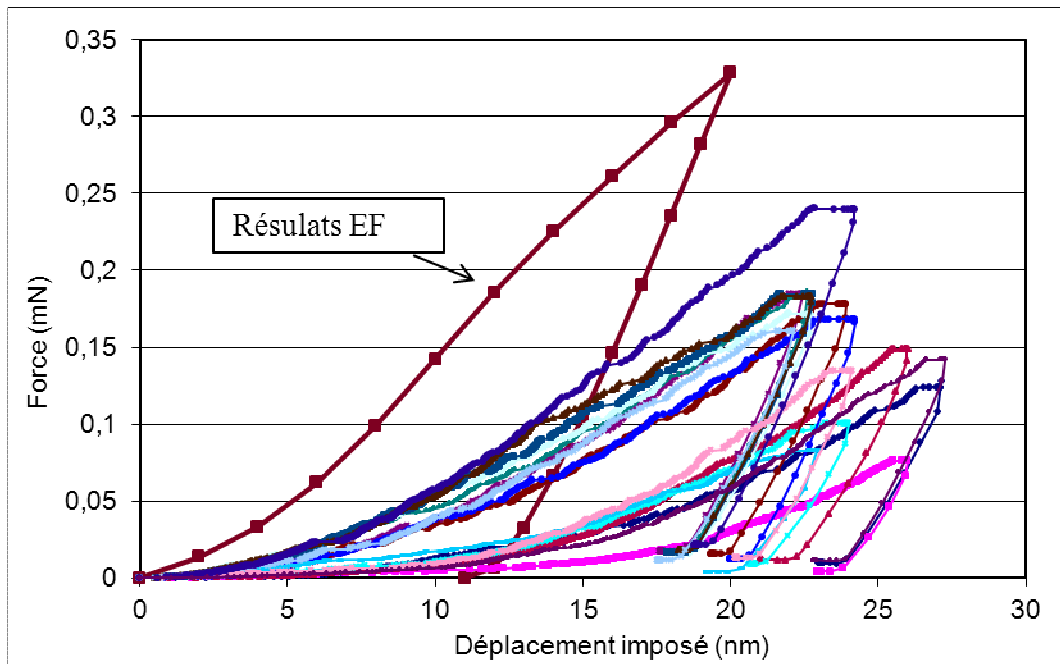


Figure 2.7 Test d'indentation - résultats expérimentaux et résultats de simulation

La Figure 2.7 montre les courbes force-déplacement issues de la simulation et de l'expérimentation.

On constate que le début du chargement est assez mal prédit par la simulation. Plusieurs causes peuvent être à l'origine de la mauvaise corrélation du début de chargement :

- au niveau de la simulation : la mesure AFM et le maillage induisent un certain lissage de la surface. Les pentes des aspérités, ainsi que l'altitude de certains sommets d'aspérités peuvent ainsi être mal reproduites.
- au niveau de l'expérimentation : le « zéro » du déplacement est estimé par détection du changement de raideur de contact. Or, les raideurs en début des courbes expérimentales sont très faibles, de l'ordre du microNewton par nanomètre. La détection du contact est donc très délicate, et des imprécisions de plusieurs nanomètres sont probables.
- la condensation de l'humidité ambiante est un élément perturbateur connu de mesures AFM : des ménisques liquides peuvent apparaître avant le contact mécanique entre la pointe de l'AFM et les aspérités. Cette possibilité n'a pas été étudiée plus en détail.

Néanmoins, pour des valeurs de force de contact supérieures à  $50 \mu\text{N}$ , la raideur tangente du contact lors du chargement est approchée correctement : on trouve une différence de l'ordre de 30% entre la raideur moyenne expérimentale et la raideur issue des simulations. Dressons une liste des causes les plus probables de cette différence :

- la grossièreté du maillage. Sur l'échantillon testé, la distance moyenne entre deux sommets d'aspérités voisines est de l'ordre de 200 nm, et la longueur des éléments finis est de l'ordre du tiers de cette distance ; la représentation géométrique des aspérités est donc très grossière et la raideur du contact peut être mal évaluée ;
- d'autres facteurs peuvent introduire des écarts sensibles. On pense aux valeurs des propriétés mécaniques de l'or en particulier.

Enfin, on remarque que la différence dans la phase de déchargement entre la raideur moyenne expérimentale et la raideur issue des simulations est beaucoup plus faible : de l'ordre de 5 %.

## 2.2.4. Discussion sur le modèle EF

Pennec *et al.* (2012) ont trouvé qu'une taille de maille horizontale de 10 nm permet de limiter l'erreur sur le calcul de résistance de constriction à environ 10% sur des modèles construits à partir de relevés AFM avec des rugosités comparables. Malheureusement, la résolution avec une telle densité d'éléments échoue sur un modèle de dimensions horizontales  $1,7 \mu\text{m} \times 1,7 \mu\text{m}$ . Nous allons faire varier la densité du maillage de manière à évaluer quelle part de la différence entre simulation et mesures incombe à un maillage trop grossier. De plus, nous allons évaluer l'effet des variations des propriétés mécaniques de l'échantillon.

Mais, tout d'abord, comme on a en discuté dans la partie 2.1.4.2, le choix des lois de comportement mécanique va être discuté.

### 2.2.4.1. Comparaison BISO / MISO

Cette étude d'indentation nous offre l'opportunité d'évaluer les effets des choix « BISO » et « MISO » sur la simulation. Deux simulations sont lancées, avec pour seule différence cette option de loi de comportement du matériau. La Figure 2.8 résume les lois de comportement dans les deux cas avec  $\sigma_y = 300 \text{ MPa}$ ,  $\sigma_u = 360 \text{ MPa}$ ,  $E = 80 \text{ GPa}$ ,  $E_t = 10 \text{ GPa}$ .

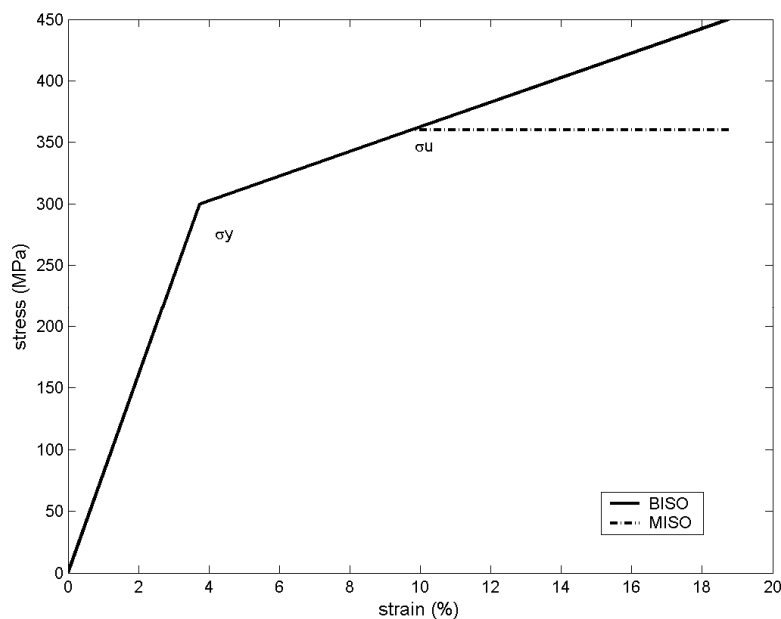


Figure 2.8 Graphe de définition des lois de comportement BISO/MISO

Le maillage utilisé est à nouveau basé sur une résolution horizontale de  $71 \times 85 \text{ nm}^2$ .

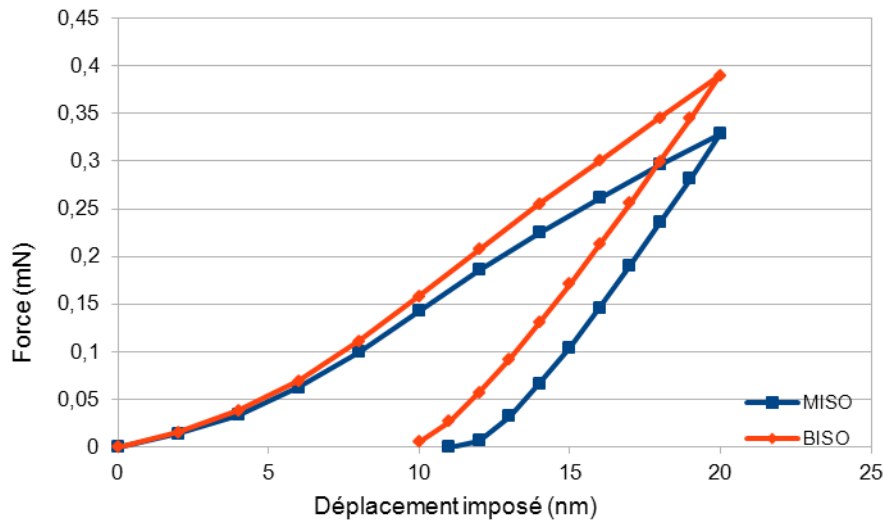
La Figure 2.9 (a) montre les courbes force-déplacement simulées. On constate que :

- l'écart se creuse logiquement entre les deux courbes lorsque la plastification est massive ; l'option MISO limite la contrainte maximale, donc la force de contact reste plus faible à interférence identique.
- l'écart reste constant lors du déchargement ; en effet, cela correspond quasiment exclusivement à des déformations élastiques.

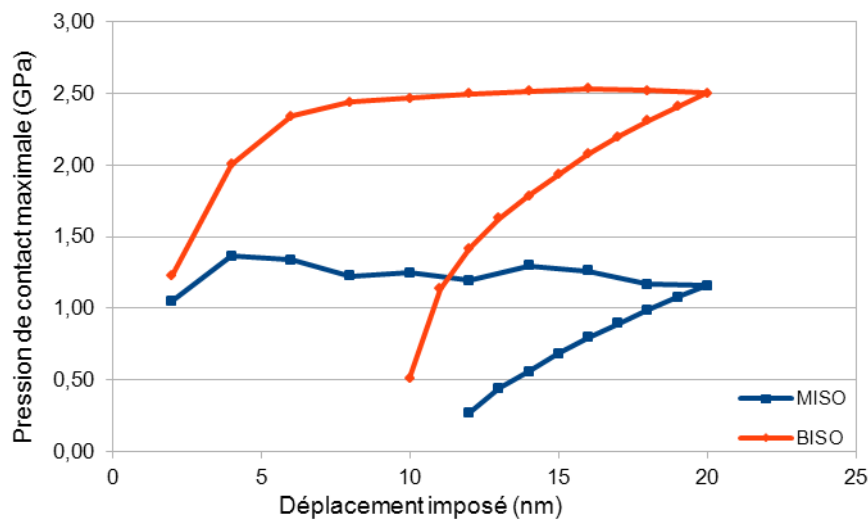
Les courbes d'évolution de la pression de contact maximale montrent des différences beaucoup plus significatives (Figure 2.9 (b)) : dans le cas BISO, la pression de contact

maximale augmente jusque 2,5 GPa, contre seulement 1,3 GPa dans le cas MISO. Rappelons qu'il est classiquement admis que la pression moyenne au contact se stabilise autour de  $3\sigma_y$ , soit environ 0,9 GPa, ce qui est conforme aux résultats du cas MISO.

Bien que les temps de calcul soient un peu plus faibles avec le modèle BISO (1,5 h) qu'avec le modèle MISO (2 h), l'imprécision significative du premier nous a conduit, dans toute la suite de ce travail, à utiliser l'option MISO pour définir les lois de comportement élastoplastique de l'or et des autres métaux de contact.



(a)



(b)

Figure 2.9 Comparaison BISO/MISO.  
Force (a) et pression de contact maximale (b) en fonction du déplacement.

### 2.2.4.2. Influence de la résolution du maillage

Une série de simulations est réalisée avec différentes finesses de maillage pour les surfaces de contact. On définit le coefficient de résolution de maillage à partir de la résolution du relevé AFM utilisé. On notera F1 le calcul effectué avec une résolution de maillage identique à celle du relevé AFM et F $n$  un calcul obtenu avec une résolution  $n$  fois plus grossière, c'est-à-dire



pour laquelle le maillage utilise une ligne sur  $n$  et une colonne sur  $n$  dans les données relevées par l'AFM.

Les simulations sont réalisées avec une finesse de maillage F3, F6, F9, F12 et F18. La résolution des données AFM est de  $7,9 \text{ nm} \times 9,4 \text{ nm}$ . Ainsi le maillage le plus raffiné (F3) utilise une trame de  $24 \text{ nm} \times 28 \text{ nm}$  et le plus grossier (F18) une trame de  $142 \text{ nm} \times 169 \text{ nm}$ .

La Figure 2.10 montre les courbes force-déplacement obtenues. Les écarts sont sensibles, de l'ordre de 10% au maximum. Cependant, ces écarts restent faibles par rapport aux différences observées entre les résultats expérimentaux et issus des simulations (*cf.* Figure 2.4).

La prise en compte des temps de calcul nous mène à choisir F9 comme coefficient de résolution pour les simulations suivantes (quadrillage  $71 \text{ nm} \times 84,6 \text{ nm}$ , temps de résolution 2h).

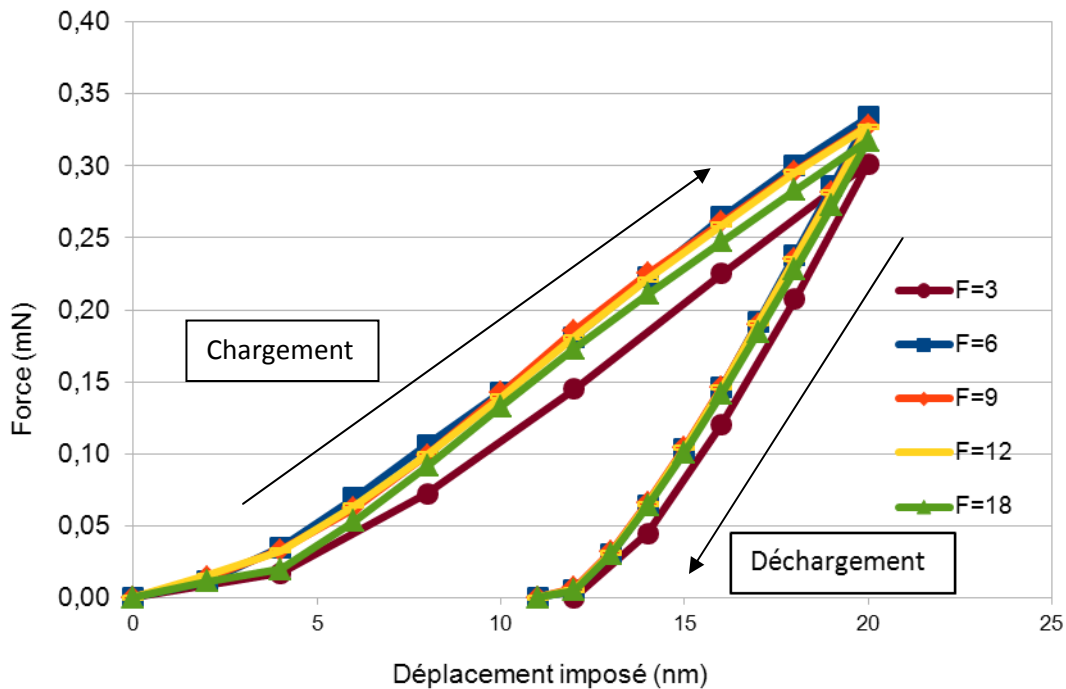


Figure 2.10 Force en fonction du déplacement lors d'un essai numérique d'indentation, pour différentes finesses de maillage

### 2.2.4.3. Influence des propriétés du matériau

Les propriétés mécaniques des matériaux conditionnent intégralement les résultats des simulations mécaniques du contact. Or, il a été constaté par de nombreux auteurs que les valeurs de limite élastique, de limite à rupture et de module d'Young dépendent largement de la méthode de fabrication et des épaisseurs de films (Ahn *et al.* 2002, Cao *et al.* 2006).

Les valeurs des propriétés des matériaux utilisées pour les simulations sont des valeurs moyennes issues de la littérature. Nous allons faire une série de simulations de manière à évaluer l'effet des variations des propriétés sur les résultats de simulation. Nous choisissons tout d'abord de faire varier la limite élastique. Les valeurs retenues sont (100, 200, 300, 400, 500) MPa. Le rapport entre limite élastique et limite à rupture est gardé constant :  $\sigma_u = 1,2 \sigma_y$ .

La Figure 2.11 montre les résultats de cette série de simulations. On constate que :

- Conformément à ce que l'on pouvait attendre, diminuer la limite élastique cause une diminution de la raideur du contact et une déformation résiduelle plus importante.

- Il y a de grandes différences sur les résultats de force-déplacement dans la phase de chargement. Par rapport à la courbe «  $\sigma_y = 300$  MPa », la raideur tangente varie de -71% à +26%.
- Les courbes sont beaucoup plus similaires dans la phase de déchargement. L'écart par rapport à la raideur tangente de la courbe «  $\sigma_y = 300$  MPa » est au maximum de 16%.

En résumé, la limite élastique a une influence directe sur le comportement au chargement, mais un effet limité sur le déchargement. A nouveau, cela indique bien que le déchargement est le lieu de déformations principalement élastiques.

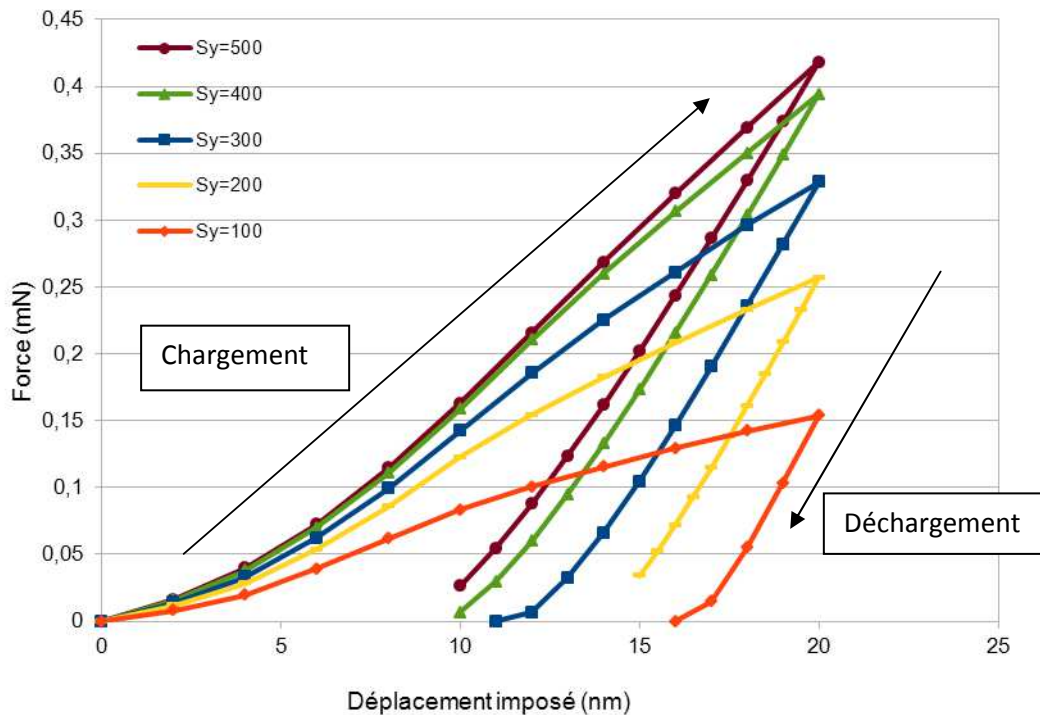


Figure 2.11 Influence de la limite élastique sur la simulation d'indentation,  $S_y$  indique la limite élastique  $\sigma_y$  (MPa)

De même, nous pouvons évaluer l'effet d'une variation du module d'Young. La plage choisie pour le module d'Young de l'or est 50 GPa à 100 GPa. La Figure 2.12 montre les courbes force-déplacement en fonction du module d'Young. On constate que :

- la raideur en chargement augmente sensiblement si le module d'Young est plus élevé. Lorsque le module d'Young passe de 50 à 100 GPa, la raideur moyenne apparente augmente de 25%.
- La raideur tangente en déchargement, moyennée entre la force maximale et une force de 20  $\mu$ N, est quasiment proportionnelle au module d'Young (cf. Tableau 2.2). Ceci confirme la déformation élastique en déchargement.

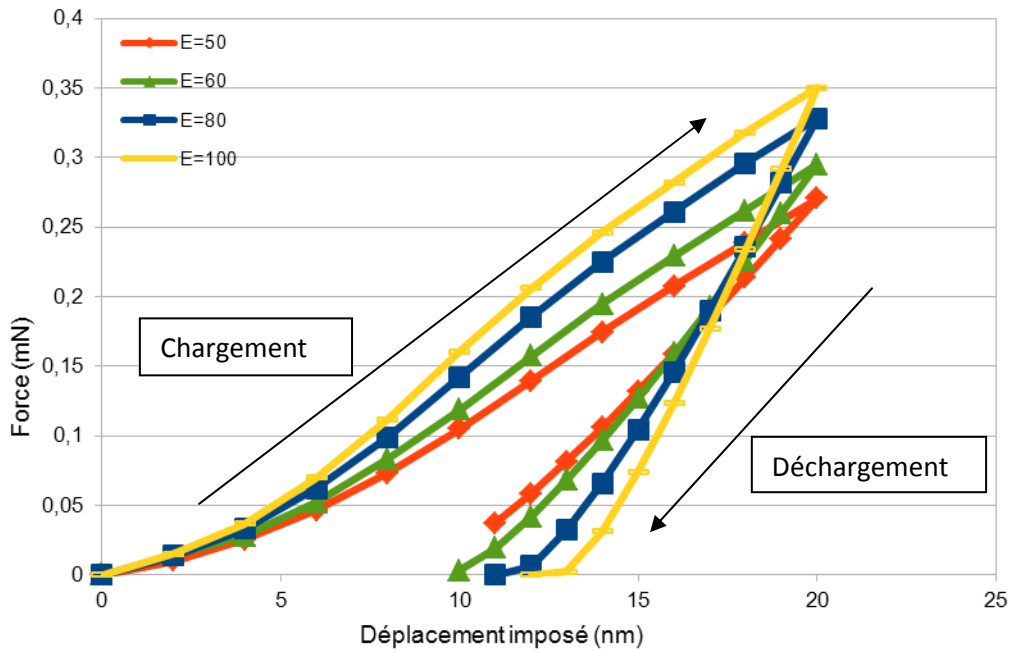


Figure 2.12 Influence du module d'Young sur la simulation d'indentation

Tableau 2.2 Raideur moyenne lors des phases de chargement et de déchargement pour différentes valeurs du module d'Young

$E$ (GPa)	$k_{avg\_chargement}$ ( $\times 10^3$ N/m)	$k_{avg\_déchargement}$ ( $\times 10^3$ N/m)
50	13,5	25,1
60	15,6	29,2
80	16,4	42,3
100	17,5	49,8

A défaut de disposer de valeurs mesurées des propriétés mécaniques de la couche d'or, par exemple par nanoindentation, la comparaison des résultats expérimentaux aux résultats de simulation suggère les conclusions suivantes :

- la valeur de module d'Young de 80 GPa est justifiée par la comparaison entre expérience et simulation des phases de déchargement et il y a peu de variation des résultats expérimentaux attribuable à une éventuelle fluctuation du module d'Young sur l'échantillon,
- la variation de la raideur au chargement dans les résultats expérimentaux pourrait en partie être liée à des fluctuations de limite élastique entre les différentes zones d'indentation.

## 2.2.5. Conclusion

L'indentation d'un échantillon d'or a été simulée numériquement. Les calculs force-déplacement ont été comparés avec les mesures expérimentales. La raideur tangente est très mal évaluée par le modèle en début de chargement, mais les écarts deviennent acceptables lorsque la force de contact est supérieure à 50  $\mu$ N. La phase de déchargement montre, quant à elle, un bon accord entre mesure et simulation.

L'influence de la taille des mailles a été étudiée et on a constaté qu'une résolution assez grossière (correspondant à une taille de maille d'environ 75 nm, pour une distance moyenne entre sommets d'aspérités de l'ordre de 100 à 150 nm) suffit à apporter des résultats relativement précis en fin de chargement et lors du déchargement.

Enfin l'influence des propriétés des matériaux a été analysée. On trouve que :

- la phase de chargement est très dépendante de la limite élastique. Cela correspond à un comportement dominé par la plasticité ;
- la phase de déchargement est très dépendante du module d'Young, ce qui souligne le comportement quasiment élastique du déchargement.

## **2.3. Validation par l'expérimentation sur micro-commutateur**

Les travaux de thèse de Pennec ont utilisé des résultats expérimentaux de nanoindentation sur une structure de micro-commutateur pour tenter de valider la méthodologie de simulation de contact. Pennec s'est attachée à valider la méthode dans sa globalité, c'est-à-dire la prédiction de la résistance de contact à partir de relevés AFM des électrodes de contact. Cette validation n'a pas abouti à des conclusions claires : la méthode semblait prometteuse, mais le calcul de résistance électrique ne pouvait pas être considéré comme prédictif.

Ici, nous nous attachons à valider uniquement la simulation mécanique, en utilisant les mêmes résultats expérimentaux.

### **2.3.1. Description de l'essai micro-flexion et résultats de mesures**

Des travaux de collaboration entre le LAAS-CNRS, le CNES et le LETI ont mené Broué (2012) à réaliser des tests intensifs de caractérisation du contact dans une série de micro-commutateurs. Il s'agit d'un contact Au-Au entre un pont et un plot.

La Figure 2.13(a) montre le schéma du dispositif utilisé. Le principe de fonctionnement du banc utilisé ici, dit de micro-flexion, est d'utiliser une nanoindenteur directement pour actionner un microcommutateur. Le banc est placé dans une chambre environnementale permettant de contrôler la température et l'humidité.

La pointe du nanoindenteur est utilisée comme micro-actionneur mécanique, qui applique la force ponctuelle sur l'électrode suspendue. La force imposée par le nanoindenteur et le déplacement de la pointe sont tracés dans la Figure 2.13 (b).

Le test du micro-commutateur démarre lorsque la pointe entre en contact avec la surface du pont. Puis, la pointe fait fléchir le pont jusqu'au contact mécanique entre le pont et le plot (l'électrode mobile et l'électrode fixe). Ce point se traduit par une brusque augmentation de la raideur de contact. A ce point, la force est réinitialisée et enregistré pour correspondre directement à la force transmise au contact.

Ensuite, le contact entre pont et plot est chargé puis déchargé (*cf.* Figure 2.13 (c)), et on peut mesurer la résistance de contact en fonction de la force de contact.

Notons que le protocole d'essai expérimental débute par une phase appelée « burn-in » : une série de 10 cycles de commutation à chaud<sup>1</sup> avec une force de contact et une intensité électrique élevées (courant limité à 50 mA, commutation sous 5 V, force de contact de l'ordre de 500 à 1000  $\mu\text{N}$ ), de manière à effectuer un nettoyage énergétique des électrodes. Sans ce préliminaire, les microcommutateurs sont inutilisables car le contact électrique ne se fait pas (Broué 2012). De plus, les données expérimentales dont nous disposons ne sont pas celles du tout premier actionnement après burn-in. Chaque échantillon a fait l'objet d'une série d'actionnements dont seuls quelques-uns ont été enregistrés. En conséquence, il est certain que ces échantillons ont un historique thermomécanique que nous ne savons pas décrire précisément. Nous verrons plus loin comment analyser les résultats de nos modèles pour en tenir compte.

Il faut indiquer ici que la surface de contact est donc plastifiée lors de ce processus. On attend donc que le contact pont / plot se déforme élastiquement pendant les tests qui suivent le processus de burn-in. Pourtant, les mesures donnent une raideur totale entre la pointe du nano-indenteur et le plot de  $5,5 \times 10^3 \text{ N/m}$  au chargement et  $7,55 \times 10^3 \text{ N/m}$  au déchargement. L'écart entre ces deux valeurs de raideur est de plus de 30%. D'après Broué, la cause de cet écart entre chargement et déchargement est la dérive thermique du nano-indenteur. En effet, cette dérive diminue la raideur tangente apparente en chargement, mais augmente la raideur tangente apparente en déchargement.

Une correction des valeurs expérimentales peut alors être réalisée :

- dans le palier à 145  $\mu\text{N}$  (cf. Figure 2.13 (c)), on relève la vitesse de déplacement de la pointe :  $v_{dérive} = 0,07 \text{ nm/s}$ ,
- en fin de chargement et en début de déchargement, on retranche au déplacement de la pointe un déplacement supposé de dérive du type  $d_{dérive} = v_{dérive} t$  pendant une durée  $t$ . On utilise alors les déplacements corrigés pour calculer les raideurs tangentes.

La mise en œuvre de cette méthode réduit l'écart entre les valeurs de raideur en fin de chargement et en début de déchargement à moins de 5%. On en déduit donc que :

- la différence entre la courbe de chargement et la courbe de déchargement est due essentiellement à la dérive thermique,
- la courbe de chargement et la courbe de déchargement sont très proches, ce qui indique que les déformations créées lors du chargement sont quasiment uniquement élastiques. Cela concorde avec le fait que la phase de burn-in et plusieurs actionnements précèdent le chargement enregistré.

On utilise donc dans la suite la moyenne des raideurs tangentes en chargement et en déchargement après correction de la dérive thermique. Ici on obtient  $6,42 \times 10^3 \text{ N/m}$ .

Dans la suite de cette partie, nous allons modéliser ce dispositif et tenter de valider la simulation mécanique du contact.

Avant toutes les modélisations, il faut comprendre que deux contacts sont actionnés simultanément :

- le contact entre la pointe du nano-indenteur et le pont,
- le contact entre le pont et le plot.

---

<sup>1</sup> Commutation à chaud : 'hot switching' en anglais, un cycle de fermeture et puis ouverture du contact sous tension.

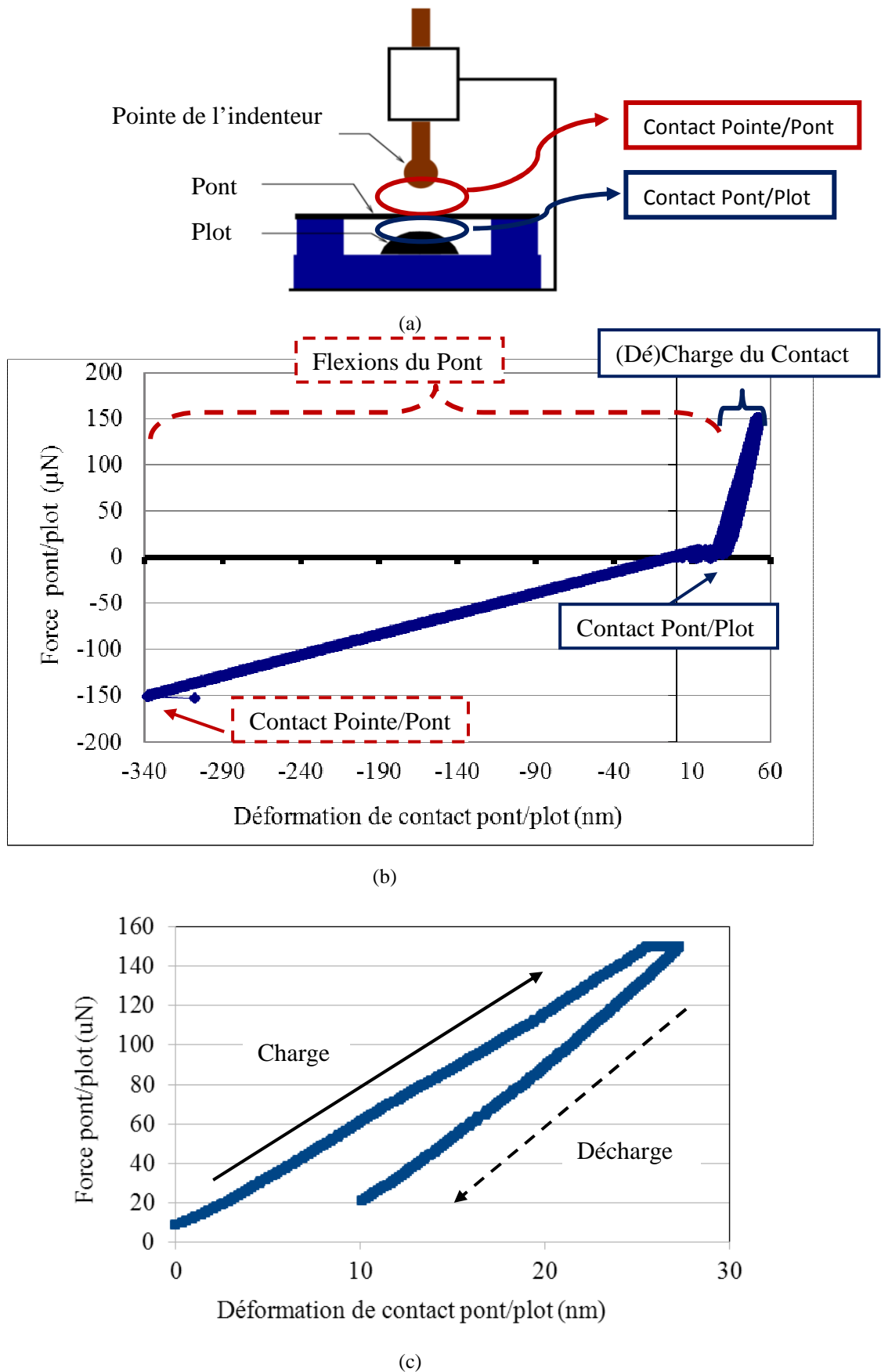


Figure 2.13 Indentation de micro-commutateur  
 (a) Principe expérimental, (b) exemple de courbe effort pont-plot - déplacement, (c) vue en détail : exemple de courbe effort- déplacement pont / plot

## 2.3.2. Analyse par élément finis

Un micro-commutateur de la même série que le micro-commutateur testé expérimentalement a été utilisé pour exécuter des relevés AFM des surfaces de contact. Ces relevés AFM nous permettent de mettre en œuvre un modèle par éléments finis pour chacun des contacts pointe-pont et pont-plot.

### 2.3.2.1. Modélisation du contact entre la pointe et le pont

La pointe du nano-indenteur est une pointe en diamant sphérique de rayon  $5,9 \mu\text{m}$ . Le pont est composé d'une seule couche d'or électro-déposé. La surface supérieure du pont n'a pas pu être scannée à l'AFM ; nous utiliserons donc le relevé AFM de la surface inférieure du pont.

La Figure 2.19 montre le résultat du scan par AFM utilisé pour ce modèle :

- zone scannée :  $1312,5 \times 1312,5 \text{ nm}^2$ ,
- dans la direction  $X$  : 252 lignes, résolution  $5,23 \text{ nm}$ ,
- dans la direction  $Y$  : 242 lignes, résolution  $5,446 \text{ nm}$ .

Le facteur de résolution utilisé pour le maillage est F9, ce qui donne des dimensions d'éléments de  $47$  ou  $49 \text{ nm}$  sur la surface de contact du plot. Les conditions aux limites et les propriétés des matériaux sont reprises de la partie 2.2.

Le chargement de l'échantillon comporte deux phases successives (cf. Figure 2.13 (b)) :

- en début de chargement, la pointe du nano-indenteur fait fléchir le pont ; le contact avec le plot n'est pas encore établi. On a alors égalité entre l'effort à la pointe et l'effort de flexion du pont :  $F_{\text{pointe}} = F_{\text{flex}}$
- si le pont est en contact avec le plot, l'effort à la pointe est la somme de l'effort de flexion et de l'effort de contact sur le plot :  $F_{\text{pointe}} = F_{\text{flex}} + F_{\text{plot}}$ . L'écrasement du plot est alors limité à environ  $d_{\text{max}} = 30 \text{ nm}$  (cf. Figure 2.13 (c)). Le produit de la raideur de flexion du pont, mesurée à  $k_p = 0,4 \mu\text{N}/\text{nm}$ , par ce déplacement donne l'erreur maximale sur la mesure de force due à la variation de l'effort de flexion du pont :  $\epsilon_{\text{max}} = k_p \cdot d_{\text{max}} \sim 12 \mu\text{N}$ . On négligera cette erreur dans la suite.

Notons que la Figure 2.13 (c) comporte une échelle d'effort rapporté au contact pont-plot, et que le « zéro » de ce graphe correspond au début du contact pont-plot. Tandis que la force de contact entre les électrodes,  $F_{\text{plot}}$ , varie de  $0$  à  $145 \mu\text{N}$ , la force entre la pointe et le pont  $F_{\text{pointe}}$  varie de  $150$  à  $295 \mu\text{N}$ .

Dans nos simulations, nous imposons le déplacement. La Figure 2.15 montre un résultat de simulation :

- avec un déplacement maximal imposé de  $40 \text{ nm}$ , l'effort de contact résultant est de  $354,5 \mu\text{N}$  ;
- la raideur tangente moyenne lors du chargement est trouvée égale à  $9,1 \times 10^3 \text{ N/m}$  ;
- la raideur tangente moyenne lors du déchargement est trouvée égale à  $34,6 \times 10^3 \text{ N/m}$ .

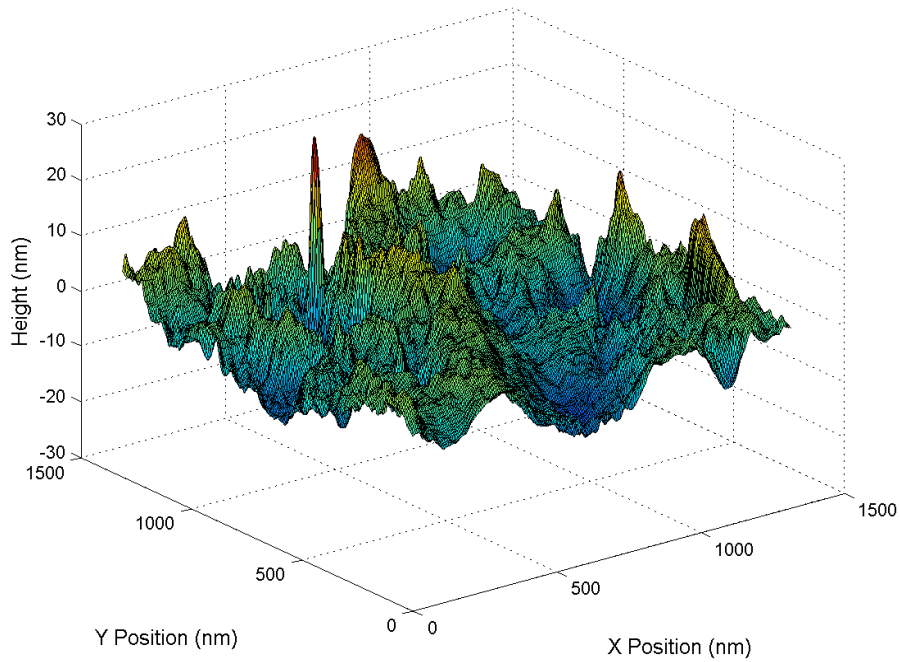


Figure 2.14 Profil de topographie sur la paroi inférieure du pont, noté par la suite « souspont1 »

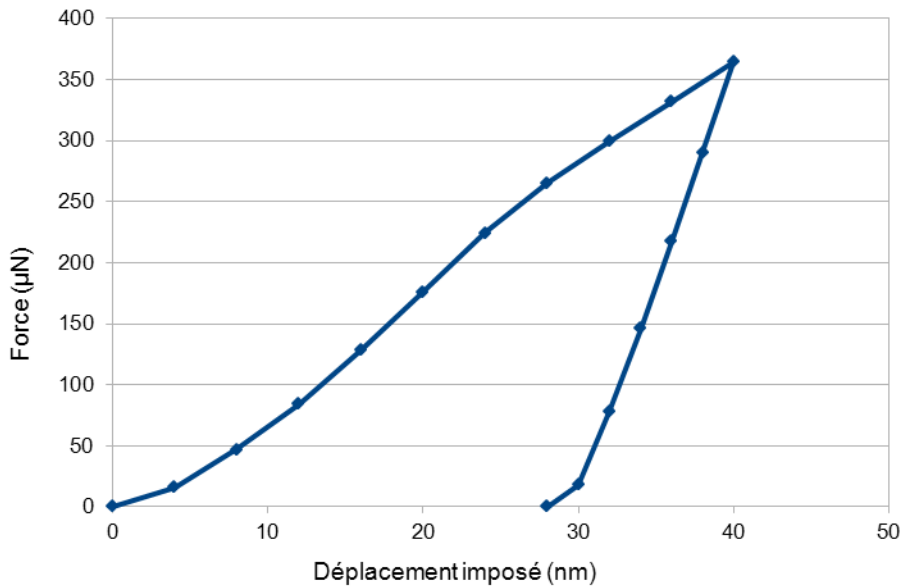


Figure 2.15 Résultat de simulation du contact pointe-point

### 2.3.2.2. Modélisation du contact entre le pont et le plot

Le contact entre le pont et le plot nous conduit en premier lieu à réaliser un modèle rugueux-rugueux, qui se base sur un relevé AFM de la surface du plot et sur le relevé de la surface inférieure du pont (cf. Figure 2.14).

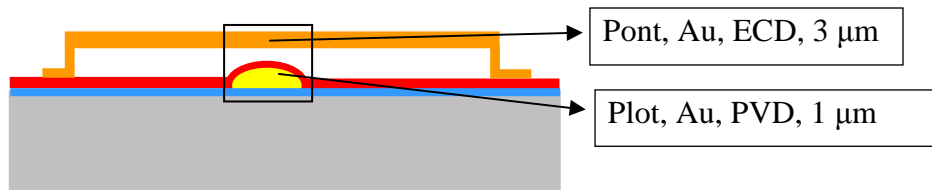


### 2.3.2.2.1. Description de relevé AFM pour le plot

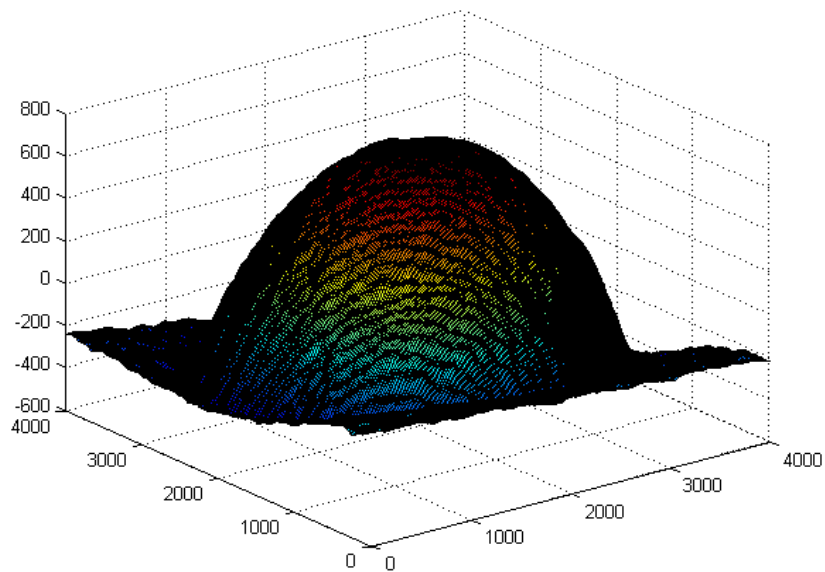
Comme le micro-commutateur fonctionne sous force très faible, de l'ordre de la centaine de microNewtons, le contact se fait uniquement sur les aspérités les plus hautes. Les dimensions X-Y typiques des aspérités sont de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres (R. S. Timsit 2006). La résolution nécessaire pour extraire correctement les paramètres d'aspérité est donc fine, en tout état de cause inférieure à la centaine de nanomètres.

Un schéma du micro-commutateur est tracé sur la Figure 2.16 (a). Le matériau des deux électrodes est de l'or, produit par dépôt électrolytique (procédé ECD) pour le pont et par dépôt en phase vapeur (procédé PVD) pour la surface du plot.

La Figure 2.16 (b) montre un relevé AFM de la surface du plot. Le Tableau 2.6 détaille les dimensions, le nombre de points et la résolution horizontale.



(a)



(b)

Figure 2.16 (a) Profil de micro commutateur Au-Au, (b) topographie du plot

Tableau 2.3 Informations sur le relevé AFM de la surface du plot

Echantillon	Taille de scan ( $\mu\text{m}^2$ )	Nombre de points	Résolution (nm)
Au	4×4	256×256	15,6

### 2.3.2.2.2. *Modèle EF : mise en œuvre*

Contrairement aux modèles précédents, le contact se fait ici entre deux matériaux de dureté comparable. On a alors des déformations plastiques dans les deux solides. Pennec a montré que dans ce cas, les modèles équivalents rigide-flexible peuvent donner lieu à des erreurs importantes. Nous choisissons donc de construire un modèle flexible-flexible, avec loi de comportement matériau « élastique - élastoplastique - parfaitement plastique » pour les deux solides. De plus, contrairement au modèle utilisé pour le contact pointe-plot, un modèle rugueux-rugueux est mis en place pour le contact pont-plot.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- les nœuds de la surface inférieure du plot sont bloqués (déplacements nuls) ;
- les nœuds de la surface supérieure du pont sont liés cinématiquement : déplacement vertical uniforme ;
- la force de contact est imposée en tant que pression uniforme sur la surface supérieure du pont.

Comme précédemment, un cycle de chargement-déchargement est appliqué au modèle EF. Il comporte 10 pas de chargement et 10 pas de déchargement. La valeur maximale d'effort est de 145  $\mu\text{N}$ .

Une étude d'influence des dimensions de la zone maillée nous a permis de valider que le choix de limiter le maillage à une zone de  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$  est acceptable.

En outre, un calcul rugueux-rugueux avec la résolution des relevés AFM conduit à un temps de résolution très long, voire à la non-convergence. Nous devons donc diminuer la précision du maillage :

- la résolution du maillage de la surface inférieure du pont est choisie à 65 nm ;
- deux résolutions sont choisies pour le maillage de la surface du plot : 94 nm (F6) et 47 nm (F3).

La Figure 2.17 montre le modèle rugueux-rugueux et le maillage de la surface inférieure du pont (taille de maille F3).

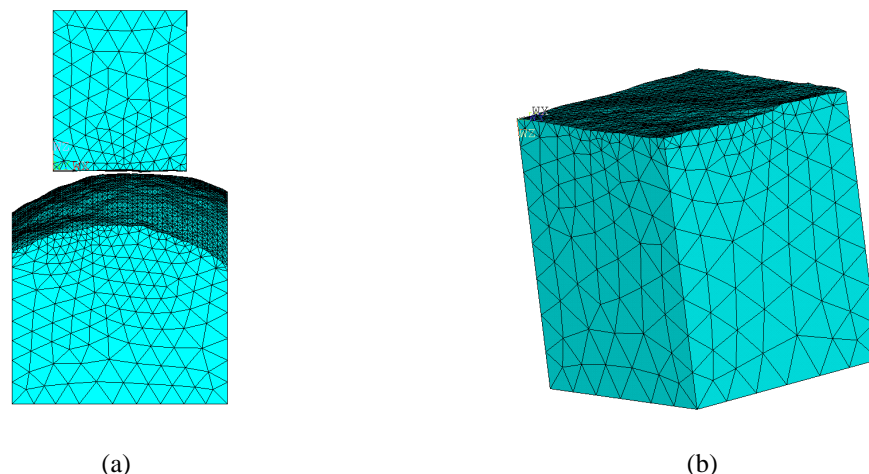


Figure 2.17 Modèle rugueux-rugueux du contact pont-plot.  
(a) Maillage du plot F3, (b) maillage de la surface inférieure du pont.

### 2.3.2.2.3. *Modèle EF : résultats*

La Figure 2.18 montre les caractéristiques force-déplacement simulées avec les deux résolutions F3 et F6. On constate que la différence est très faible.

Les raideurs tangentes moyennes (dans la zone  $F > 40 \mu\text{N}$ ) issues des résultats de modèle F6 sont :

- $6,7 \times 10^3 \text{ N/m}$  sur la phase de chargement ;
- $18,4 \times 10^3 \text{ N/m}$  sur la phase de déchargement.

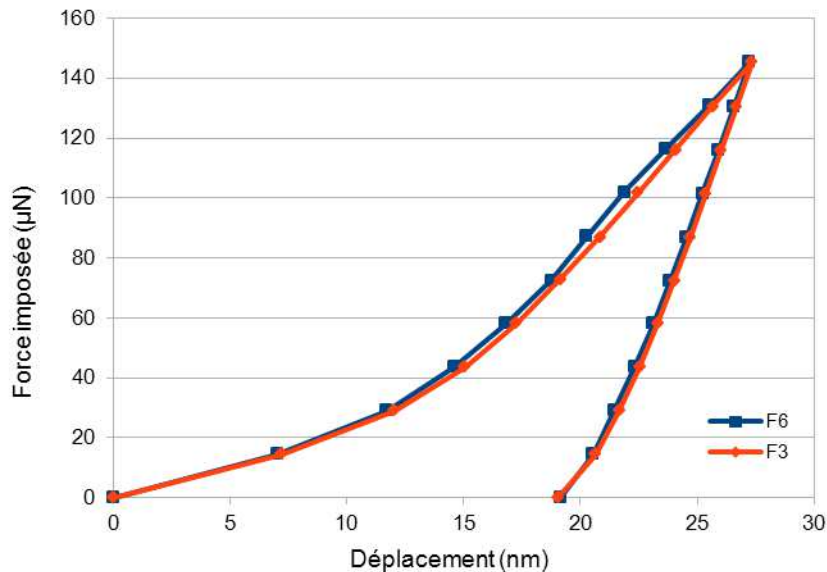


Figure 2.18 Courbe force-déplacement, modèle EF du contact pont-plot

### 2.3.2.3. **Modèle global**

Pour les deux contacts en série (cf. Figure 2.13 (a)), la raideur totale peut être calculée avec :

$$\frac{1}{k_t} = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \quad (2.3)$$

où les indices  $t$ , 1 et 2 font référence respectivement aux grandeurs globales, du contact entre la pointe et le pont et du contact entre le pont et le plot.

Nous avons vu plus haut que les valeurs de raideur tangente issues d'essais expérimentaux correspondent à des déformations élastiques. Nous devons donc utiliser les valeurs données par les modèles lors du déchargement, qui correspondent quasi exclusivement à des déformations élastiques, comme nous avons pu l'observer dans la partie 2.2.

Avec  $k_1=34,6 \times 10^3 \text{ N/m}$  et  $k_2=18,4 \times 10^3 \text{ N/m}$ , on obtient  $k_t=12 \times 10^3 \text{ N/m}$ .

### 2.3.2.4. **Comparaisons modèle-expérience**

La raideur totale issue de simulations EF est presque 2 fois plus élevée que celle donnée par les mesures expérimentales. On envisage les causes possibles suivantes :

- variation des caractéristiques initiales des deux échantillons : le switch testé sur banc et celui utilisé pour les scans AFM sont issus du même lot de fabrication, mais on ne sait pas dans quelle mesure les topographies comportent des différences susceptibles d'avoir des conséquences sur notre étude ;
- historique de l'échantillon testé : le micro-commutateur testé sur banc a subi une phase de « burn-in » et plusieurs actionnements avant le test utilisé ici. En revanche, le scan AFM a été réalisé sur le plot d'un micro-commutateur non actionné après fabrication. Même si on peut espérer que la phase de chargement du modèle EF reproduit les effets des actionnements multiples du switch testé sur banc, on ne prend pas en compte de probables changements de propriétés du matériau dus aux fortes sollicitations thermomécaniques du burn-in ;
- mauvaise topographie de la surface supérieure du pont : comme il a été écrit plus haut, le relevé AFM utilisé pour mailler la surface supérieure du pont provient d'un scan de la surface inférieure ;
- caractéristiques des matériaux mal choisies.

### 2.3.3. Influence de la rugosité du pont

Le modèle de contact pont-plot utilisé plus haut est du type rugueux-rugueux : le maillage de la surface du pont et le maillage de la surface du plot se basent sur des relevés AFM. Le pont d'un échantillon a été détaché, retourné et scanné à l'AFM. Deux relevés AFM ont été obtenus, dans deux zones différentes. Les simulations présentées plus haut sont basées sur le relevé nommé « SousPont1 ». Nous allons effectuer des simulations avec l'autre relevé AFM, nommé « SousPont2 » et comparer les résultats.

De plus, Pennec (2009) et d'autres auteurs (Majumder *et al.* 2001 ; Rezvanian *et al.* 2007)) considèrent que la rugosité sous le pont est plus faible que la rugosité du plot, et qu'on peut modéliser le pont comme un solide plan et lisse. Cette hypothèse est très intéressante dans la mesure où l'examen AFM de la surface inférieure du pont est délicat à mettre en œuvre. Nous allons donc aussi effectuer des simulations afin d'évaluer si cette hypothèse conduit à des écarts sensibles.

#### 2.3.3.1. Comparaison des relevés AFM de la surface inférieure du pont

Le relevé AFM « SousPont2 » est illustré sur la Figure 2.19. Le Tableau 2.4 montre les dimensions, la résolution et des valeurs de la rugosité maximale  $R_{max}$ , de la rugosité arithmétique  $R_a$  et de la rugosité RMS  $R_q$  pour chaque relevé.

On constate que les topographies sont bien différentes : le relevé AFM « SousPont1 » est beaucoup plus rugueux. Il semblerait que cette différence ne provient pas de la fabrication du switch, mais de la manipulation qui a dû être effectuée pour séparer le pont de la structure : application d'une bande adhésive sur le pont, puis arrachage du pont. L'application de la bande adhésive implique des efforts de contact probablement très élevés sur le pont, d'où un risque d'écrasement de certaines zones du pont sur la surface du support ou sur le plot.

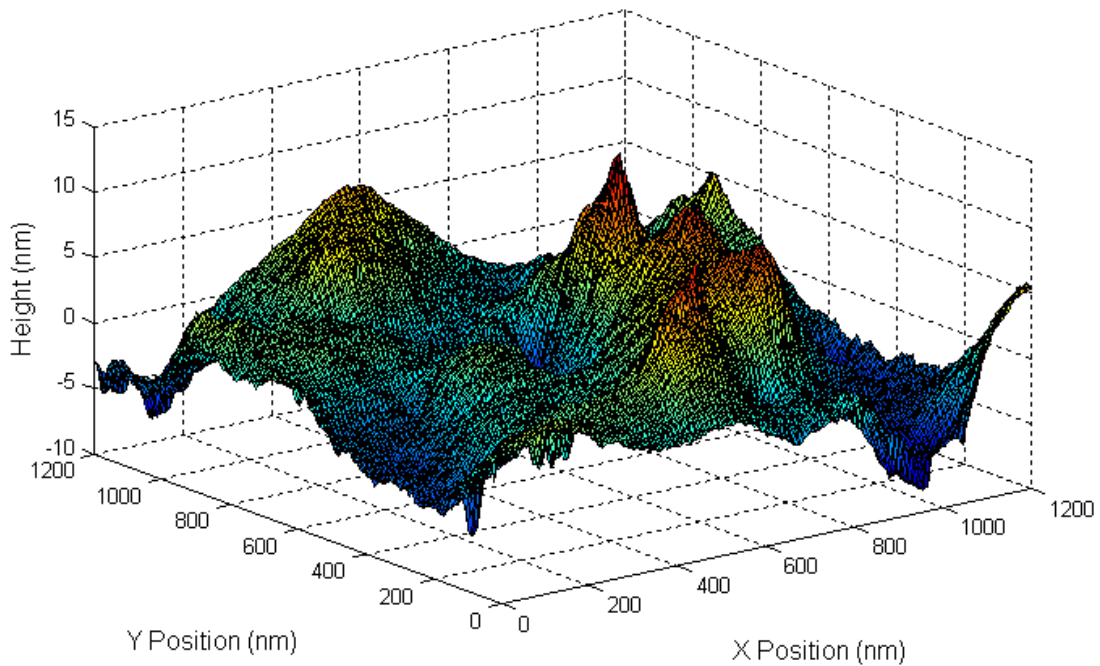


Figure 2.19 Profil AFM relevé sous le pont, noté « SousPont2 »

Tableau 2.4 Comparaison de relevés AFM au-dessous du pont

Echantillon	Taille de scan ( $\mu\text{m}^2$ )	Ligne de scan	Résolutions (nm)	$R_a$ (nm)	$R_q$ (nm)	$R_{max}$ (nm)
SousPont1	1312,5×1312,5	252×242	5,23×5,446	3,75	4,77	49,9
SousPont2	1198×1198	228×225	2,28×5,35	2,18	2,82	20,7

### 2.3.3.2. Modèle EF rugueux-lisse

Il s'agit ici de mettre en œuvre un modèle « rugueux-lisse » dérivé du modèle précédent, qualifié de « rugueux-rugueux ».

### 2.3.3.3. Modèle EF comparaisons : entre rugueux-lisse et rugueux-rugueux

Dans le but d'analyser l'effet de la rugosité sous le pont, la Figure 2.20 montre les caractéristiques force-déplacement pour les trois simulations basées sur les relevés de surface SousPont1 et SousPont2 ou sur une hypothèse de paroi inférieure lisse. Comme nous l'avons montré dans la partie 2.3.2.2.3, les simulations avec résolution du maillage de type F3 et F6 produisent des résultats très proches. On a donc pris une résolution de type F6 pour les simulations avec le relevé SousPont2 de même que pour la simulation « lisse » pour laquelle le dessous du pont est considéré comme lisse.

On constate que :

- avec la surface SousPont1, la raideur de contact est plus faible lors du chargement. Un examen des deux relevés révèle que la surface SousPont1 comporte quelques aspérités

très hautes (environ 22 nm au-dessus du plan moyen) et de pente moyenne relativement élevée par rapport aux aspérités de SousPont2. Ces aspérités pentues et hautes causent une raideur faible sur le début du chargement.

- En déchargement, la différence entre les trois modèles semble plus faible, mais les raideurs tangentes présentent les mêmes écarts relatifs entre le modèle lisse et la moyenne de SousPont1 et SousPont2 : le modèle lisse surévalue la raideur tangente de 25% (cf. Tableau 2.5).

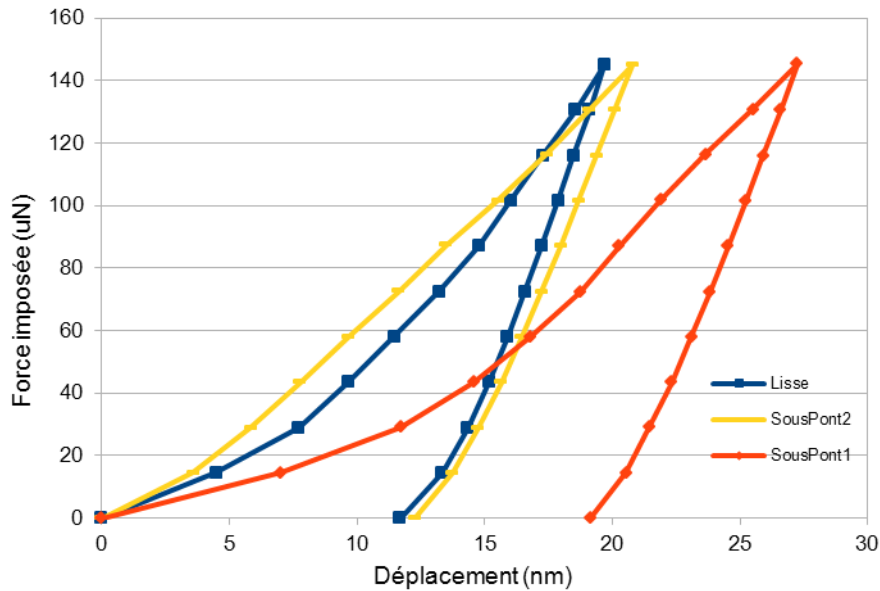


Figure 2.20 Caractéristiques force-déplacement pour le contact pont-plot, pour différents modèles de surface inférieure du pont: lisse, SousPont1, SousPont2

Tableau 2.5 Raideurs de contact pont-plot dans les 3 cas : lisse, SousPont1 et SousPont2

modèle	Raideur en chargement ( $\times 10^3$ N/m)	Raideur en déchargement ( $\times 10^3$ N/m)	Raideur totale en déchargement ( $\times 10^3$ N/m)
Pont lisse	9,0	23,0	13,8
Souspont2	7,3	17,9	11,8
Souspont1	6,7	18,4	12,0
Exp.			6,42

La raideur totale de contact  $k_t$  passe de  $13,8 \times 10^3$  N/m avec une hypothèse de sous-pont lisse à  $12,0 \times 10^3$  N/m avec le modèle de rugosité SousPont1, ce qui se rapproche de la mesure expérimentale de  $6,42 \times 10^3$  N/m. Nous pouvons donc en conclure que l'effet de la rugosité de la surface inférieure du pont sur la raideur de contact n'est pas négligeable. En revanche, le temps de calcul est multiplié par 1,5 lorsqu'on passe du modèle rugueux-lisse aux modèles rugueux-rugueux (on passe de 60 min à 90 min avec une résolution de type F6).

## 2.4. Etude sur le comportement mécanique de contact

Nous avons validé notre méthode de modélisation du contact mécanique par rapport à des essais d'indentation d'un échantillon d'or et par rapport à des essais sur micro-commutateur. Nous pouvons désormais utiliser nos outils de simulation dans le but d'analyser l'influence de la rugosité sur le comportement du contact mécanique, sujet de première importance pour l'étude et la conception de micro-commutateurs.

Le premier point à analyser concerne les matériaux de contact. D'une part, l'or reste le matériau de contact ohmique le plus utilisé. D'autre part, de nombreux auteurs considèrent le ruthénium comme l'alternative de choix.

Nous tenterons de répondre à deux questions :

- l'impact du choix de la taille de maille dépend-il du matériau ?
- l'impact de la rugosité dépend-il du matériau ?

Pour cela, nous allons étudier l'influence sur le comportement mécanique de contact :

- de la taille de maille des maillages ;
- de la hauteur des aspérités, considérée comme notre paramètre de rugosité.

Par ailleurs, comme nous l'avons abordé dans les parties précédentes, le processus de chargement-déchargement conduit à des contraintes résiduelles et de déformation plastique dans les aspérités en contact. Certains chercheurs ont étudié cela. Nous allons résumer leurs travaux.

### 2.4.1. Etat de l'art sur le problème de chargement-déchargement

Le processus de chargement-déchargement répété des surfaces rugueuses est un problème important, en particulier pour les micro/nano-systèmes, tels que les MEMS (Etsion *et al.* 2005).

Plusieurs chercheurs ont étudié ce problème dans le cas d'une sphère déformable en contact avec un plan rigide. Par exemple, Etsion *et al.* (2005) ont développé un modèle EF pour une sphère élastique-plastique. Des expressions analytiques adimensionnées, notamment la force de contact et l'aire de contact en fonction de l'interférence, ont été obtenues par calage des résultats numériques. Des études expérimentales ont ensuite été effectuées par Ovcharenko *et al.* (2007). La relation entre l'aire de contact réelle et la force normale pendant le chargement et le déchargement correspond très bien aux résultats numériques d'Etsion *et al.*

En outre, Du *et al.* (2007) ont considéré l'effet d'adhérence sur la déformation pour les matériaux Au et Ru dans le modèle EF.

Toutes les études mentionnées ci-dessus utilisent une loi de comportement matériau élastique-parfaitement plastique. Etsion *et al.* (2005) ont supposé un durcissement maximal de 2%, ce qui est très proche d'un comportement élastique-parfaitement plastique. Dans (Chatterjee et Sahoo 2010), les auteurs ont examiné l'effet de l'écroutissage pendant un cycle de chargement-déchargement pour un contact sphère déformable - plan rigide, et ont conclu que la solution généralisée ne peut pas être applicable pour les matériaux avec un module tangent élevé. Plus récemment, Zhao *et al.* (2012) ont réalisé un modèle EF pour un contact sphérique, en considérant un matériau élastique-parfaitement plastique. Ils ont obtenu une

équation force-interférence en fonction du module tangent ( $E_t$  variant de  $E$  à 0) pendant un cycle de chargement-déchargement et la déformation résiduelle après déchargement complet. Leurs équations sont basées sur les modèles publiés dans (Kogut et Etsion 2002) pour le chargement et (Etsion *et al.* 2005) pour le déchargement. Le matériau est supposé élastique-parfaitement plastique dans ces deux travaux.

Toutes ces études se sont intéressées au contact entre une sphère et un plan sans rugosité. Kadin *et al.* (2006) ont étudié le problème d'un contact rugueux pour une géométrie plan-plan avec un modèle basé sur le travail de Etsion *et al.* (2005). Des expressions adimensionnées de l'interférence et de l'aire de contact en fonction de la force de contact pendant un cycle de chargement-déchargement sont obtenues. Là aussi, le matériau est supposé élastique-parfaitement plastique.

Comme le montre la Figure 2.16, le plot du micro-commutateur a une forme quasi-sphérique. Ainsi, il s'agit d'un contact rugueux sphère-plan. Aucun des travaux listés ci-dessus n'a traité ce problème. Dans les parties suivantes, un modèle lisse-lisse va donc être créé, et les résultats seront comparés avec ceux des expressions analytiques de Etsion *et al.* (2005) (équations (2.4)-(2.7)).

Les expressions adimensionnées de Etsion *et al.* (2005) ont été obtenues à partir de simulations numériques de contact sphère-plan rigide, notons  $\omega^* = \omega/\omega_c$ ,  $F^* = F/F_c$  et  $A^* = A/A_c$ . l'indice  $c$  indiquant les valeurs « critiques », c'est-à-dire à l'apparition de plasticité. La valeur de  $\omega_c$  est donnée par la formule de CEB (Chang *et al.* 1987).

Pour le chargement :

$$F^* = 1.32(\omega^* - 1)^{1.27} + 1 \quad (2.4)$$

$$A^* = 1.19(\omega^* - 1)^{1.1} + 1 \quad (2.5)$$

Pour le déchargement:

$$F^* = F_{\max}^* \left( \frac{\omega^* - \omega_{res}^*}{\omega_{\max}^* - \omega_{res}^*} \right)^{n_p} \quad (2.6)$$

$$A^* = A_{\max}^* \left( \frac{\omega^* - \omega_{res}^*}{\omega_{\max}^* - \omega_{res}^*} \right)^{n_p} \quad (2.7)$$

avec:

$$n_p = 1.5(\omega_{\max}^*)^{-0.0331} \quad (2.8)$$

$$n_a = (\omega_{\max}^*)^{-0.12} \quad (2.9)$$

## 2.4.2. Préparation des modèles

Nous reprenons le modèle EF de la partie 2.3.1. Les conditions aux limites et le chargement sont définis dans la partie 2.3.2.2. Le relevé AFM utilisé est celui de la Figure 2.16.



Les lois de comportement utilisées pour les matériaux sont de type élastoplastique « multilinéaire » à écrouissage isotrope (option ANSYS MISO). Le Tableau 2.6 montre les propriétés utilisées pour l'or et pour le ruthénium. On constate que le ruthénium est beaucoup plus dur que l'or.

Tableau 2.6 Propriétés mécaniques des matériaux

	<b>Au</b>	<b>Ru</b>
<b>Module d'Young <math>E</math> (GPa)</b>	80	447
<b>Coefficient de Poisson <math>\nu</math></b>	0,42	0,3
<b>Limite élastique <math>\sigma_y</math> (GPa)</b>	0,3	3,6
<b>Limite à rupture <math>\sigma_u</math> (GPa)</b>	0,36	4,4
<b>Module tangent <math>E_t</math> (GPa)</b>	10	25

### 2.4.2.1. Description du modèle réduit

Précédemment, nous avons simulé des échantillons dont l'étendue de la zone de contact est de  $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ . Les calculs effectués avec un maillage de résolution inférieure à 47 nm ont échoué car la convergence est alors difficile. Dans ce qui suit, nous allons réduire encore la zone maillée afin de diminuer le nombre d'éléments du modèle et d'obtenir des résultats avec un maillage plus fin. La zone maillée est ainsi réduite aux dimensions  $1,2 \mu\text{m} \times 1,2 \mu\text{m}$ , en centrant la zone choisie sur les aspérités les plus hautes du relevé AFM. La Figure 2.21 montre une vue de côté du maillage correspondant. Ces dimensions semblent minimales dans le sens où le contact sous pleine charge s'étend sur une grande partie de cette zone, comme l'illustre la Figure 2.21 (b).

La Figure 2.22 montre les caractéristiques force-déplacement pour les deux dimensions avec une résolution de type F6. Notons que l'écart observé entre les deux cas est en partie dû à la raideur plus faible en compression des parties massives du modèle. On attend des écarts plus faibles sur la raideur du contact à l'interface.

Dans la suite de cette partie, les simulations seront effectuées avec des maillages de dimensions  $1,2 \mu\text{m} \times 1,2 \mu\text{m}$ .

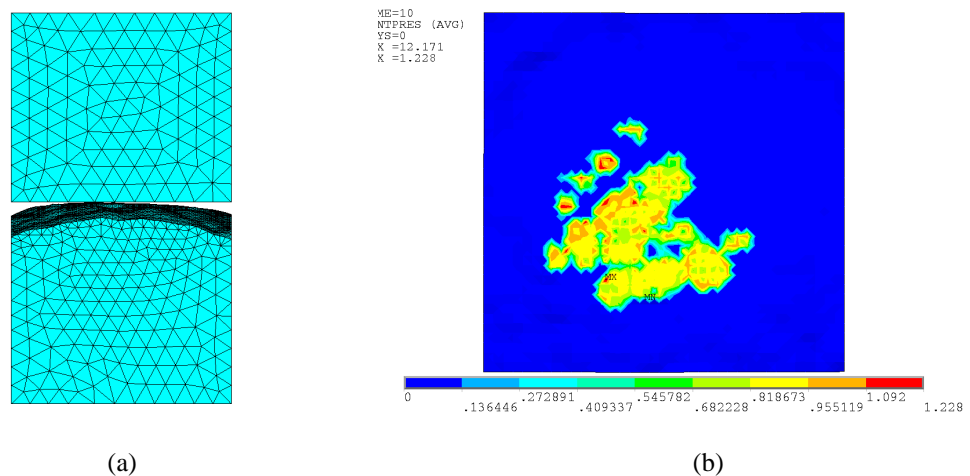


Figure 2.21 (a) maillage de dimensions  $1,2 \mu\text{m} \times 1,2 \mu\text{m}$  pour calcul par EF ;  
 (b) visualisation de la zone de contact à partir d'un relevé de la pression de contact sous pleine charge

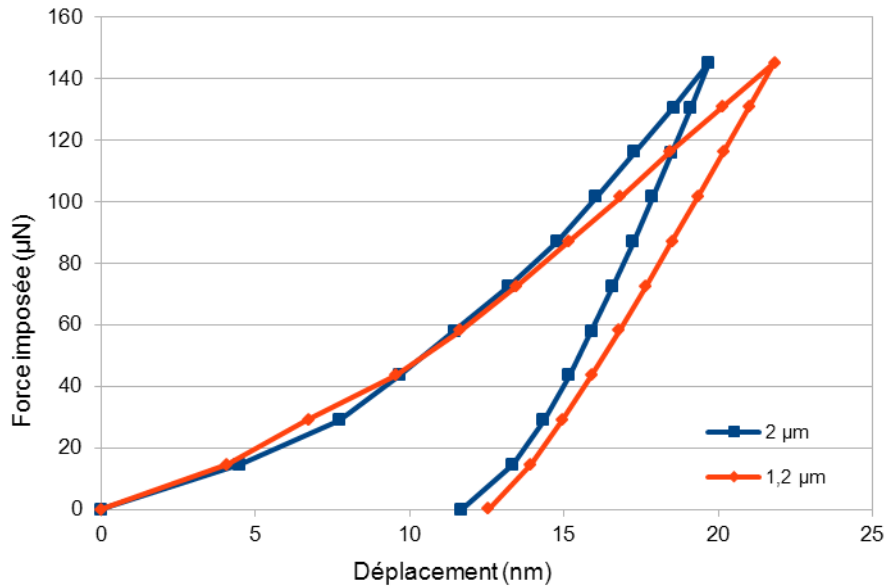


Figure 2.22 Courbes force-déplacement pour le contact pont-plot, pour des surfaces simulées de  $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$  et de  $1,2\ \mu\text{m} \times 1,2\ \mu\text{m}$

### 2.4.2.2. Modélisation du modèle de contact équivalent : lisse-lisse

Pour évaluer l'influence de la rugosité, nous créons un modèle lisse-lisse. Le contact a lieu entre une surface plane et une surface sphérique. Le rayon de la sphère est calculé par la méthode des moindres carrés à partir des points du relevé AFM. On trouve un rayon de sphère de 2100 nm. La Figure 2.23 montre la surface rugueuse et la surface sphérique lisse résultante.

Dans la suite de cette partie, nous allons étudier l'influence de la rugosité d'abord pour le contact Au-Au, puis pour le contact Ru-Ru.

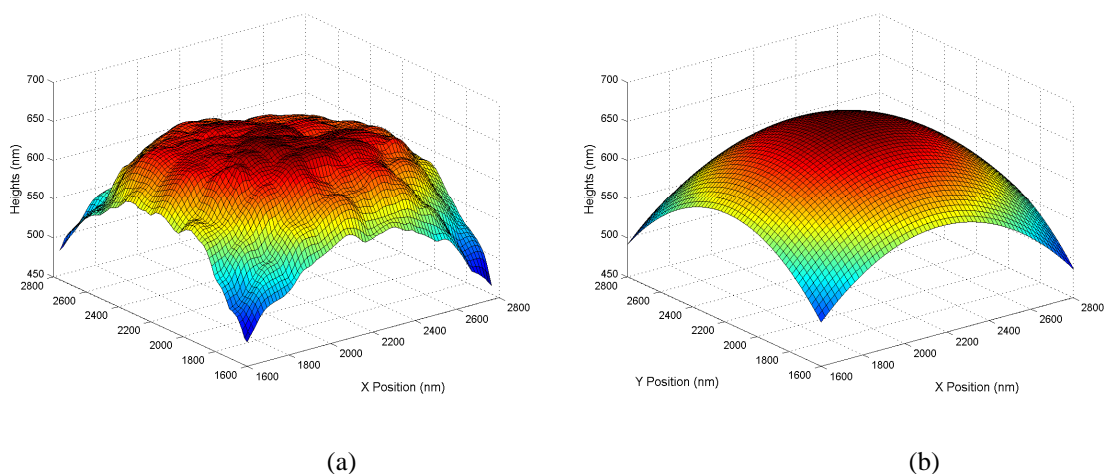


Figure 2.23 Profil du plot avec les dimensions réduites  $1,2 \times 1,2\ \mu\text{m}^2$  : (a) topographie AFM, (b) surface lisse sphérique

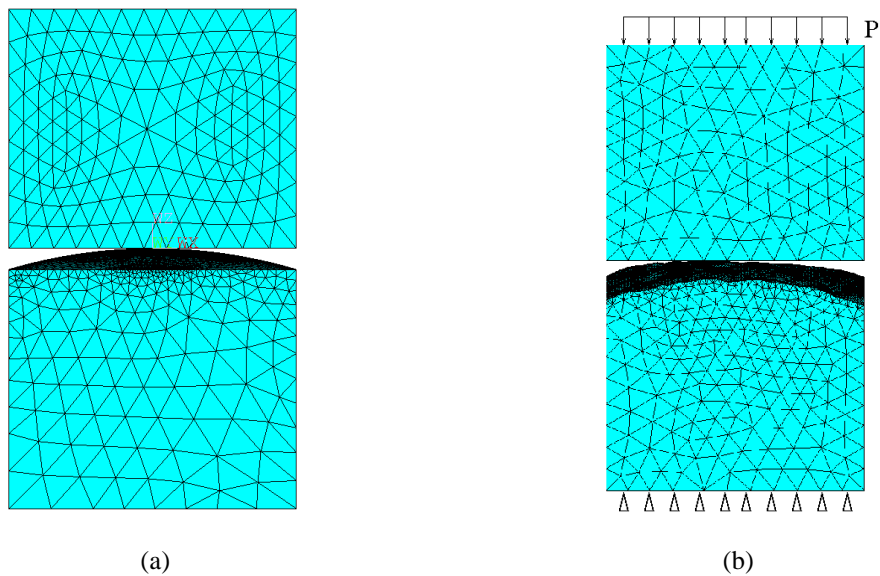


Figure 2.24 Maillage (a) avec la surface lisse, (b) avec la surface rugueuse

## 2.4.3. Influence de la rugosité pour le contact Au-Au

### 2.4.3.1. Influence de la finesse de maillage

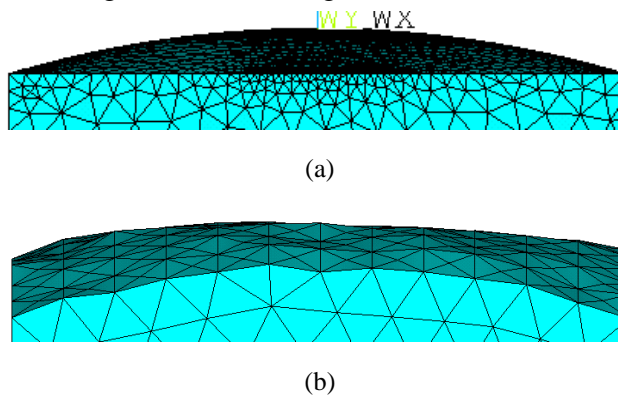
Une série de maillages est réalisée :

- modèle rugueux-lisse, taille de maille 15,6 nm (F1),
- modèle rugueux-lisse, taille de maille 32 nm (F2),
- modèle rugueux-lisse, taille de maille 96 nm (F6),
- Modèle lisse-lisse, taille de maille 15,6 nm (L-L).

Le maillage F1 conduit à :

- 5929 nœuds sur la surface de contact du plot,
- environ 500 000 éléments,
- plus de 100 heures de calcul.

La Figure 2.25 montre les surfaces générées dans le modèle EF avec le modèle lisse et les différentes finesses des maillages du modèle rugueux-lisse.



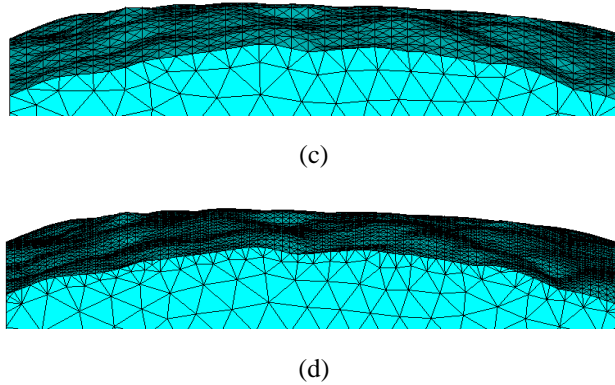


Figure 2.25 Profil de surface : (a) lisse, (b) F6, (c) F2, (d) F1

La Figure 2.26 montre les résultats des simulations : caractéristiques force-déplacement adimensionnées, aire de contact réel et pression moyenne de contact en fonction du pas de charge.

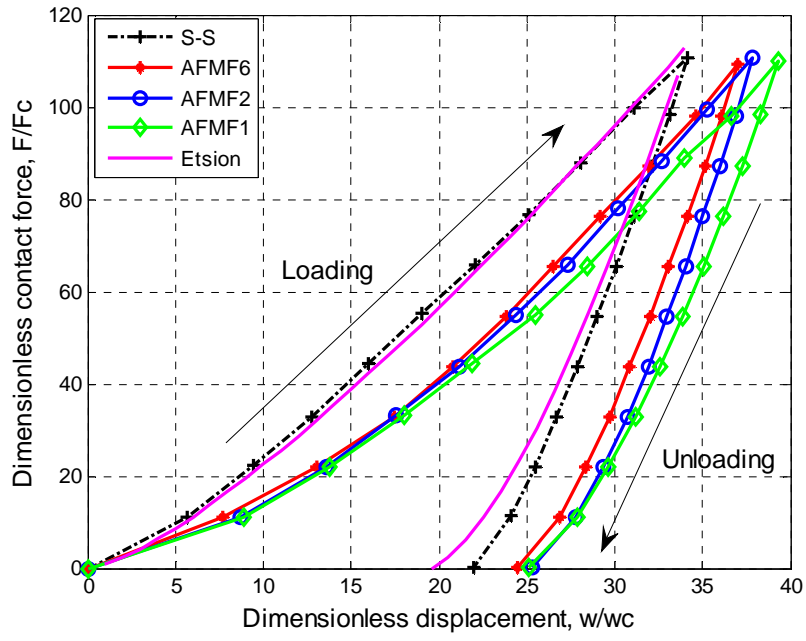
Tout d'abord, les résultats du calcul L-L sont comparés aux résultats théoriques de Etsion *et al.* (2005). On trouve que les deux modèles donnent des résultats proches. Ceci valide conjointement les expressions analytiques (équations (2.4)-(2.7)) de Etsion *et al.* (2005) et notre modèle numérique.

D'après (Etsion *et al.* 2005) et (Kogut et Etsion 2002), pour notre modèle L-L, l'interférence critique  $\omega_c$  vaut 0,574 nm et la déformation élastoplastique commence pour une interférence de  $6 \omega_c$ , soit 3,5 nm. Cela confirme que tous les modèles subissent une forte déformation plastique. En effet, pour une interférence maximale de 20 nm, la déformation résiduelle est de 12 nm.

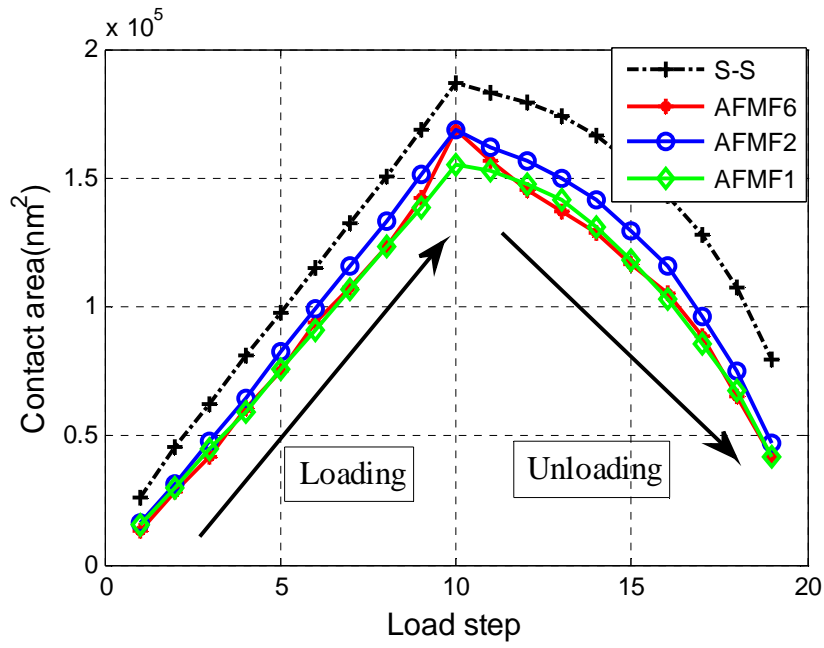
On peut faire les mêmes remarques que précédemment sur les courbes force-déplacement obtenues :

- la raideur tangente est supérieure pendant le déchargement.
- Les différences de raideur tangente entre les différents modèles sont beaucoup plus faibles lors du déchargement.
- L'aire de contact est approximativement proportionnelle à la force de contact au cours du chargement, car la pression de contact atteint très rapidement la dureté du matériau.
- L'aire de contact est non-linéaire lors du déchargement, car la pression de contact diminue progressivement.

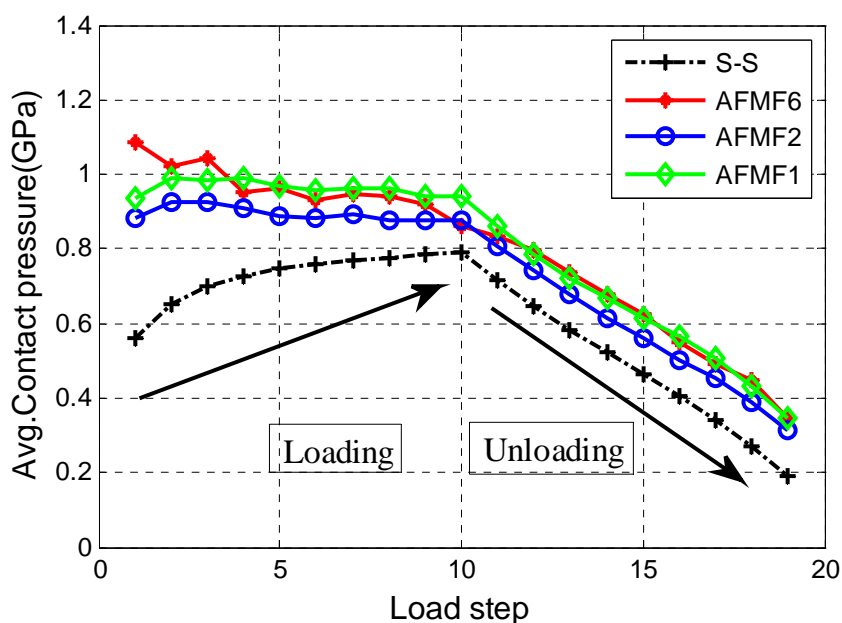
On vérifie que le modèle L-L donne naturellement une aire de contact plus grande. Comme la Figure 2.26 le suggère, les modèles rugueux apportent des résultats proches quel que soit le coefficient de résolution du maillage. Dans la suite, le modèle F2 est utilisé.



(a)



(b)



(c)

Figure 2.26 Résultats de simulations pour le contact Au-Au avec les différents maillages : 15,6 nm, 32 nm et 96 nm pour le cas R-L et 15,6 nm pour le cas L-L. (a) Caractéristiques force-déplacement adimensionnées, (b) aire de contact réelle en fonction de la charge, (c) pression moyenne de contact en fonction de la charge.

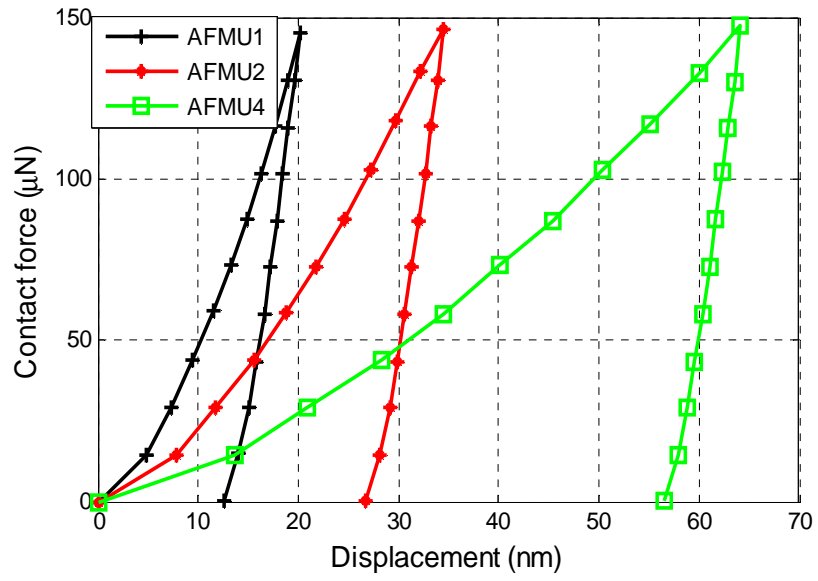
### 2.4.3.2. Influence de la hauteur des aspérités

On étudie l'influence de la hauteur des aspérités grâce à une affinité de direction  $Z$  : les amplitudes selon  $Z$  sont multipliées par un facteur arbitraire. Le facteur d'affinité vaut 1, 2 ou 4, et on notera respectivement U1, U2, U4 les maillages correspondants. Comme il a été discuté plus haut, la taille de maille est de 32 nm (modèle F2). La Figure 2.27 montre les résultats des simulations : force en fonction du déplacement, aire de contact réel et pression de contact moyenne en fonction de la charge.

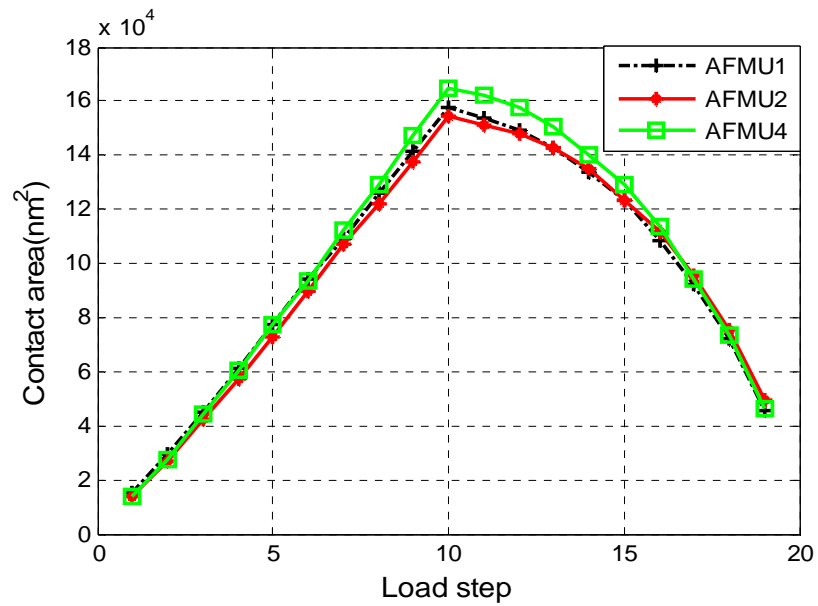
Les résultats en termes de raideur tangente sont à l'image de ce qui a été observé dans les parties précédentes :

- lors du chargement, la raideur tangente est approximativement inversement proportionnelle au coefficient d'affinité : plus hautes sont les aspérités, plus faible est la raideur ;
- lors du déchargement, les raideurs tangentés sont très proches dans les différents cas.

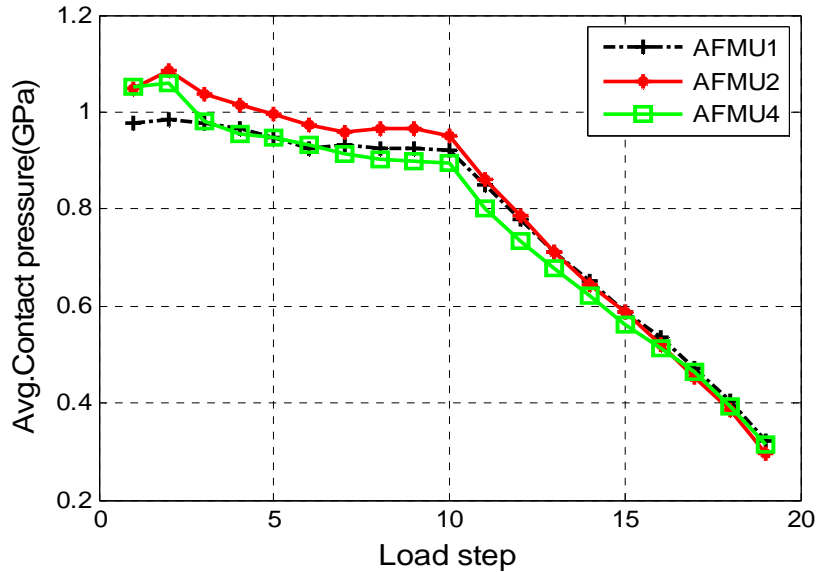
En ce qui concerne l'aire de contact (Figure 2.27 (b)), les différences sont très faibles : on peut dire que la pression moyenne égale la dureté, donc l'aire de contact est proportionnelle à la force de contact. Un point de vue légèrement différent consiste à dire que la dureté, définie par la courbe de chargement, dépend très peu de la pente des aspérités.



(a)



(b)



(c)

Figure 2.27 Résultats de simulations pour le contact Au-Au avec variation de hauteur des aspérités : (a) force en fonction du déplacement, (b) aire de contact réel et (c) pression moyenne de contact en fonction de la charge.

## 2.4.4. Influence de la rugosité pour le contact Ru-Ru

Malgré sa résistivité électrique plus élevée que l'or, le ruthénium est un bon candidat pour les surfaces de contact ohmique : du fait de sa dureté plus élevée, il peut réaliser une surface plus durable vis-à-vis des sollicitations mécaniques. Le même jeu de simulations est donc lancé avec les propriétés mécaniques du ruthénium (*cf.* Tableau 2.6). On garde ainsi un maillage basé sur un relevé AFM d'une surface en or électrodéposé.

### 2.4.4.1. Influence de la finesse de maillage

La Figure 2.28 montre les résultats obtenus avec les maillages précédents.

La comparaison des résultats du calcul L-L montre un écart significatif avec les résultats d'Etsion *et al.* (2005), mais un très bon accord avec ceux de (Jackson et Green 2005). Cela confirme que le modèle d'Etsion *et al.* ne convient pas parfaitement aux cas de charge faibles, ce que les auteurs ont eux-mêmes indiqué. Ce modèle est en fait adapté aux cas qui présentent une plastification importante. C'était le cas pour le contact Au-Au, ce qui explique que l'erreur restait négligeable dans le cas de l'or ; mais pour le contact Ru-Ru, la plastification est assez faible et l'erreur est assez importante.

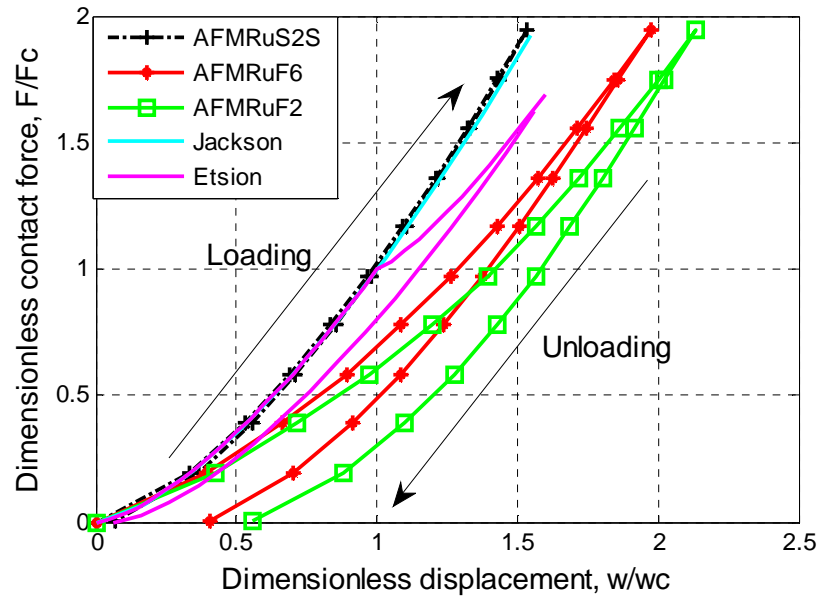
De plus, la courbe d'Etsion présente un changement de pente brusque pour  $\omega/\omega_c=1$ . En effet, le modèle d'Etsion suppose un comportement élastique jusqu'à ce point, puis un comportement élastoplastique.

Selon le modèle de Jackson et Green, la déformation élastique domine jusqu'à une interférence adimensionnée de 1,9 (Modèle de Jackson dans la partie 1.2.1.4.3) dans le cas du modèle L-L. Le contact ne subit donc pratiquement aucune déformation plastique. En revanche, la présence de rugosité entraîne une plastification sensible. Cette plastification reste bien plus faible que dans le cas de l'or ; on a donc une déformation résiduelle légère, et les courbes de chargement et de déchargement restent proches.

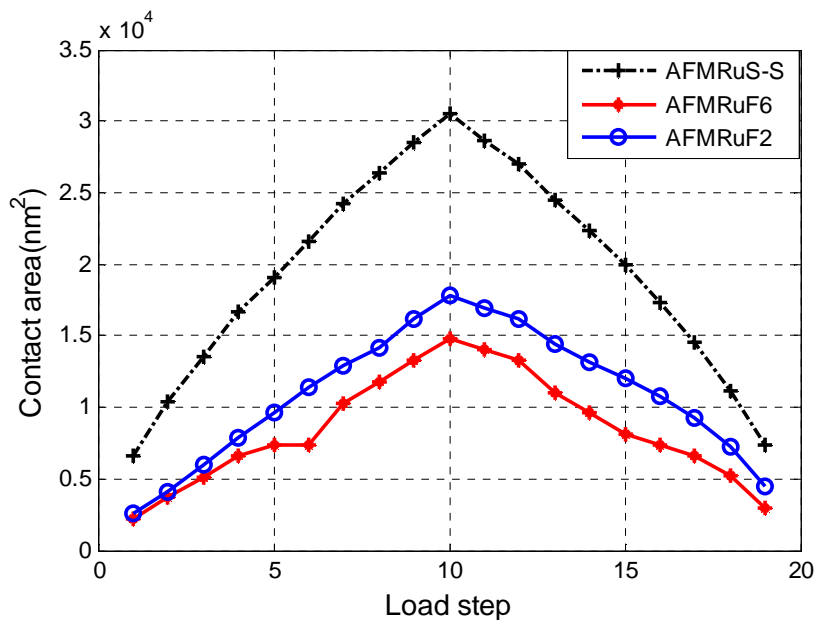


La Figure 2.28 (c) montre que la pression de contact augmente progressivement pendant le chargement. La dureté du matériau n'est pas atteinte dès le début du chargement, contrairement aux simulations relative au contact Au-Au.

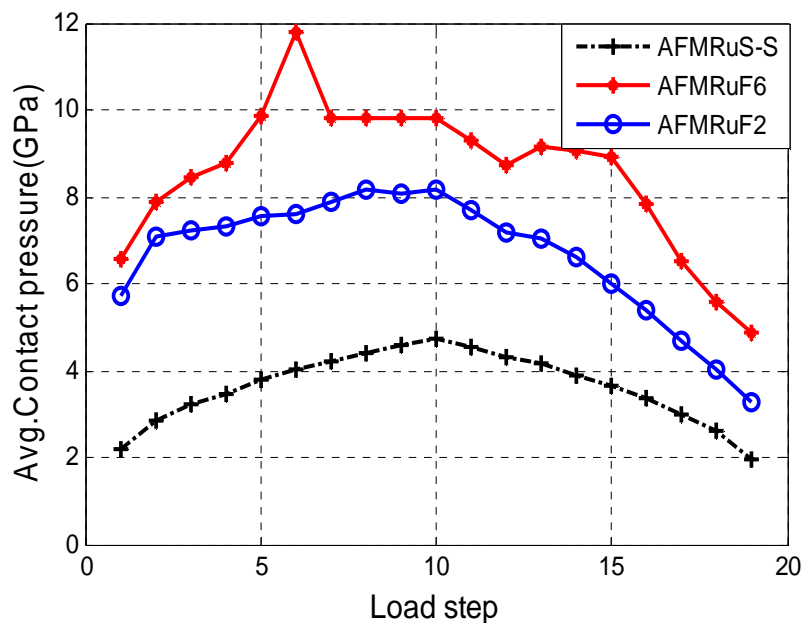
D'une manière générale, les résultats montrent que la résolution du maillage a un impact plus important dans le cas du contact Ru-Ru, ou plus généralement si la plastification reste faible. Les simulations en résolution maximale F1 ont échoué à cause de difficultés de convergence. Nous utiliserons donc les modèles de résolution F2 dans la suite.



(a)



(b)



(c)

Figure 2.28 Simulations Ru-Ru pour un maillage R-L et une taille de maille de 32 nm et 96 nm et pour un maillage L-L et une taille de maille de 15.6 nm: (a) force en fonction du déplacement, (b) aire de contact réel et (c) pression moyenne de contact en fonction de la charge.

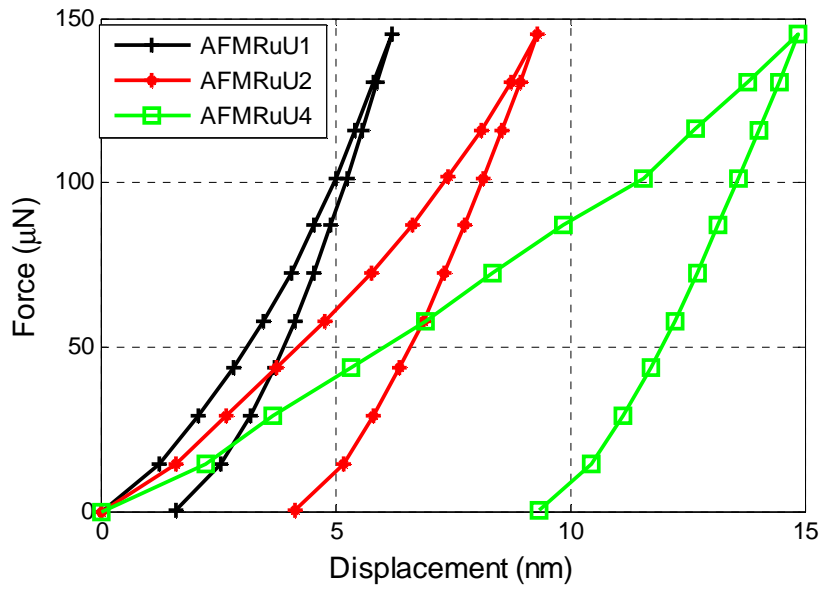
#### 2.4.4.2. Influence de la hauteur des aspérités

La création des maillages est identique à ce qui a été exposé en partie 2.4.3.2 pour le contact Au-Au. Les maillages U1, U2 et U4 sont de type F2 avec une taille de maille de 32 nm. La Figure 2.29 récapitule les résultats obtenus.

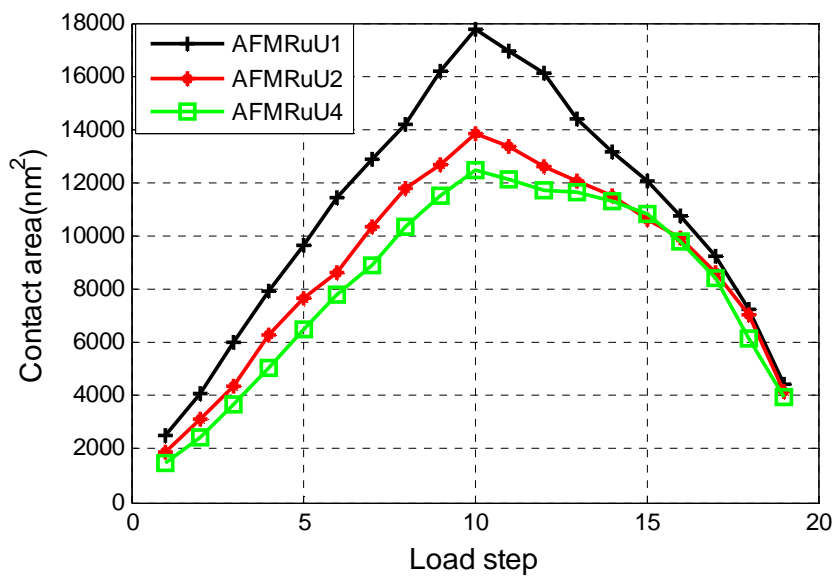
De même que dans le cas du contact Au-Au, la raideur tangente en chargement est approximativement inversement proportionnelle au coefficient de hauteur des aspérités. En revanche, contrairement au cas du contact Au-Au, la raideur tangente en déchargement dépend du coefficient de hauteur des aspérités : pour U4, la pente au déchargement est 20% plus faible que pour U1. En effet, la pente au déchargement est directement dépendante de l'aire en contact, de la même manière que la raideur en compression d'une éprouvette est proportionnelle à l'aire de sa section.

En résumé, pour des aspérités plus raides, la pression de contact moyenne est plus élevée, l'aire de contact plus faible et la raideur en déchargement plus faible. Ceci est confirmé par l'analyse de Kadin *et al.* (2006) : des aspérités plus hautes impliquent un indice de plasticité  $\psi$  plus grand, des pressions de contact plus élevées et une aire de contact plus faible.

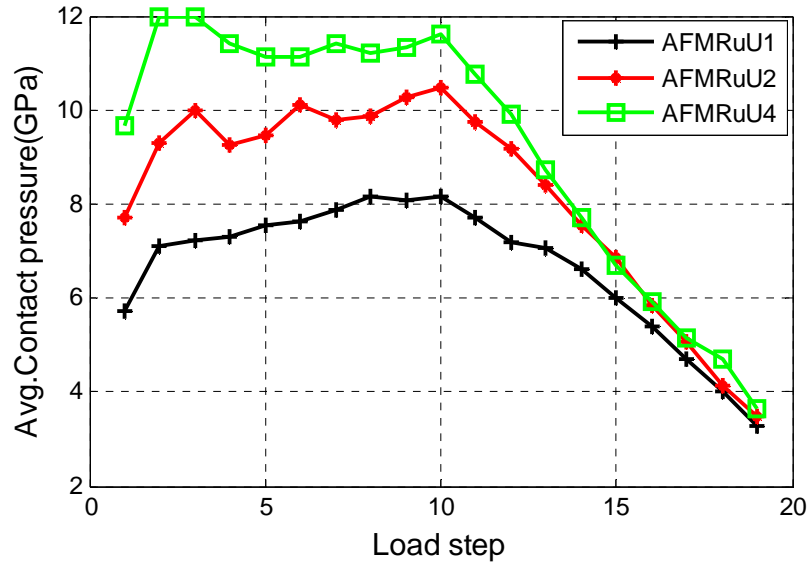
En somme, la modification de rugosité par notre coefficient de hauteur des aspérités a plus d'influence dans le cas du ruthénium, car ici notre modèle passe d'une configuration faiblement plastifiée (U1) à une configuration fortement plastifiée (U4). Au contraire, dans le cas de l'or, le modèle U1 a un comportement quasi exclusivement plastique et amplifier la pente des aspérités ne change pas significativement le comportement.



(a)



(b)



(c)

Figure 2.29 Simulations Ru-Ru pour diverses hauteurs d'aspérités : (a) force en fonction du déplacement, (b) aire de contact réel et (c) pression moyenne de contact en fonction de la charge.

## 2.4.5. Conclusion – Rugosité et contact mécanique

Nous avons simulé le comportement mécanique de contacts or-or et ruthénium-ruthénium en faisant varier deux paramètres: la finesse du maillage et la hauteur des aspérités. Les simulations ont été effectuées pour un cycle chargement-déchargement.

Grâce à sa dureté plus élevée, le ruthénium subit moins de déformations plastiques et montre une déformation résiduelle plus faible que l'or. Le comportement élastique du contact confère au cas du ruthénium une sensibilité fortement accrue à la finesse du maillage et à la hauteur des aspérités. Nos simulations ont montré qu'adopter une taille de maille de 32nm peut apporter des résultats satisfaisants pour le contact or-or. Au contraire, la modélisation du contact ruthénium-ruthénium nécessiterait un maillage plus fin, ce qui n'a pas pu être réalisé dans notre étude à cause de mauvaise convergence dans la résolution de nos modèles les plus fins.

## 2.5. Conclusion

La méthodologie de modélisation du contact initiée par Pennec a été validée du point de vue mécanique, par comparaison avec des résultats expérimentaux d'indentation sur un échantillon d'or électrodéposé et d'actionnement mécanique d'une structure de micro-commutateur.

Les courbes force-déplacement pour un cycle de chargement-déchargement ont été comparées et il se dégage que :

- le début du chargement est assez mal prédit, possiblement à cause de la variabilité de l'altitude des plus hautes aspérités de la zone de contact ;
- la fin du chargement prédit une raideur tangente de contact du même ordre que celle mesurée expérimentalement. On peut espérer avoir une précision de l'ordre de 50% ;
- le déchargement donne des résultats proches des mesures expérimentales, en termes de raideur tangente.

Par ailleurs, il a été montré que, pour construire un modèle de contact de notre micro-commutateur, la rugosité de la surface inférieure du pont a un impact sensible sur la raideur de contact, contrairement à ce qui avait été trouvé auparavant.

Enfin, nous avons observé qu'un modèle EF de contact peut être peu sensible à la rugosité et à la précision du maillage si le comportement mécanique du contact est fortement plastique. Avec un matériau suffisamment dur, le comportement reste en grande partie élastique, et une plus grande précision de maillage peut être nécessaire.

Le choix optimal des paramètres de modélisation, et en particulier la résolution du maillage des surfaces rugueuses, doit donc prendre en compte la dureté des matériaux des électrodes, ainsi que la gamme d'interférence ou la gamme de force de contact dans laquelle des résultats précis sont escomptés. Pour clarifier les choses, précisons que des forces de contact extrêmement faibles demandent un maillage plus fin que des forces qui conduisent à une plastification très élevée.

## 2.6. Bibliographie du Chapitre 2

ANSYS, release 11.0, aide en ligne.

Achkar, H, D. Peyrou, F. Pennec, K. Yacine, A. Ferrand, P. Pons, M. Sartor, et R. Plana. 2008. « Use Matlab code to link and pilot softwares used for MEMS simulation ». In *Fourth International Conference on Advanced COmputational Methods in ENgineering (ACOMEN)*. University of Liège, Belgium.

Ahn, Jeong-Hoon, Eun-chaee Jeon, Yeol Choi, Yun-Hee Lee, et Dongil Kwon. 2002. « Derivation of tensile flow properties of thin films using nanoindentation technique ». *Current Applied Physics* 2: 525-531.

Broué, Adrien. 2012. « Analyse multi physique des sources de défiabilisation du microcontact électrique à destination des interrupteurs MEMS ». Univ de Toulouse.

Cao, Yifang, Seyed Allameh, Derek Nankivil, Steve Sethiaraj, Tom Otiti, et Wole Soboyejo. 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 A427*: 232-240.

Chang, W. R., I. Etsion, et D. B Bogy. 1987. « An elastic-plastic model for the contact of rough surfaces ». *Journal of Tribology* 109: 257-263.

Chatterjee, Biplab, et Prasanta Sahoo. 2010. « Effect of strain hardening on unloading of a deformable sphere loaded against a rigid flat - a finite element study ». *International Journal of Engineering and Technology* 2(4): 225-233.

Du, Yan, Lei Chen, Nicol E McGruer, George G Adams, et Izhak Etsion. 2007. « A finite element model of loading and unloading of an asperity contact with adhesion and plasticity ». *Journal of colloid and interface science* 312 (2) (août 15): 522-528. doi:10.1016/j.jcis.2007.03.040.

Etsion, I., Y. Kligerman, et Y. Kadin. 2005. « Unloading of an elastic-plastic loaded spherical contact ». *International Journal of Solids and Structures* 42: 3716-3729.

Greenwood, J. A., et J. H. Tripp. 1970. « The Contact of Two Nominally Flat Rough Surfaces ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 185 (1) (juin 1): 625-633. doi:10.1243/PIME\_PROC\_1970\_185\_069\_02.

- Jackson, Robert L., et Itzhak Green. 2005. « A Finite element study of elasto-plastic hemispherical contact against a rigid flat ». *Journal of Tribology* 127 (avril): 343-354. doi:10.1115/1.1866166.
- Jackson, Robert L., et Itzhak Green. 2006. « A statistical model of elasto-plastic asperity contact between rough surfaces ». *Tribology International* 39 (9) (septembre): 906-914.
- Kadin, Y., Y. Kligerman, et I. Etsion. 2006. « Unloading an elastic-plastic contact of rough surfaces ». *Journal of Mechanics and Physics of Solid* 54: 2652-2674.
- Kogut, L., et I. Etsion. 2002. « Elastic-plastic contact analysis of a sphere and a rigid flat ». *Journal of Applied Mechanics* 69: 657-662.
- Majumder, S., N.E. McGruer, G. G. Adams, P.M. Zavracky, Richard H. Morrison, et Jacqueline Krim. 2001. « Study of contacts in an electrostatically actuated microswitch ». *Sensors and Actuators A: Physical* 93 (1) (août 25): 19-26. doi:10.1016/S0924-4247(01)00627-6.
- Ovcharenko, A., G. Halperin, G. Verberne, et I. Etsion. 2007. « In situ investigation of the contact area in elasticplastic spherical contact during loading-unloading ». *Tribology Letters* 25 (2): 153-160. doi:10.1007/s11249-006-9164-y.
- Pennec, F., D. Peyrou, H. Achkar, P. Pons, R. Plana, et F. Courtade. 2008. « Validation of simulation platform for modeling of RF MEMS contacts ». In *8th World Congress on Computational Mechanics (WCCM8) 5th. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering (ECCMAS 2008)*.
- Pennec, F., D. Peyrou, A. Broué, J. Dhennin, P. Pons, R. Plana, et F. Courtade. 2009. « RF MEMS electrical contact resistance calculation using mechanical contact simulations and analytical models ». In *International Collaborative Aerospace Development Micro Nanotechnologies: From concepts to systems (CANEUS 2009)*. Moffett Field (USA). <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00431027/en/>.
- Pennec, F., D. Peyrou, D. Leray, P. Pons, R. Plana, et F. Courtade. 2012. « Impact of the Surface Roughness Description on the Electrical Contact Resistance of Ohmic Switches Under Low Actuation Forces ». *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology* 2 (1): 85 -94. doi:10.1109/TCPMT.2011.2108655.
- Pennec, Fabienne. 2009. « Modélisation du contact métal-métal: Application aux microcommutateurs MEMS RF ». Univ de Toulouse.
- Peyrou, D., F. Pennec, H. Achkar, P. Pons, et R. Plana. 2007. « Effect of Contact Force Between Rough Surfaces on Real contact Area and Electrical Contact Resistance ». In *8th International Symposium pn RF MEMS and RF Microsystems (MEMSWAVE 2007)*.
- Rezvaniyan, O, M A Zikry, C Brown, et J Krim. 2007. « Surface roughness, asperity contact and gold RF MEMS switch behavior ». *Journal of Micromechanics and Microengineering* 17 (10) (octobre 1): 2006-2015. doi:10.1088/0960-1317/17/10/012.
- Thompson, M. Kathryn. 2006. « Methods for Generating Rough Surfaces in ANSYS ». In *2006 Inter ANSYS Conference*.
- Timsit, R. S. 2006. « Electrical Conduction Through Small Contact Spots ». *Transactions on Components and Packaging Technologies* 29: 727-734.

Zhao, J.H, S. Nagao, et Z.L Zhang. 2012. « Loading and unloading of a spherical contact: From elastic to elastic-perfectly plastic materials ». *International Journal of Mechanical Sciences* 56: 70-76.

### 3. Modélisation mécano-électrique

#### Nomenclature

##### Symboles romains

$a$	rayon de spot en contact (m)
$a_{eff}$	rayon équivalent (m)
$a_i$	rayon de spot $i$ (m)
$A$	aire de contact ( $m^2$ )
$A_i$	aire de contact pour le spot $i$ ( $m^2$ )
$A_t$	aire de contact totale pour plusieurs spots ( $m^2$ )
$C_{uth}$	hauteur de plot dans le modèle L-L (m)
$E$	module d'élasticité ou module d'Young (Pa)
$E_t$	module tangent (Pa)
$F$	force de contact (N)
$H$	hauteur d'électrode dans le modèle L-L (m)
$l$	libre parcours moyen des électrons (m)
$L$	longueur de volume du modèle L-L (m)
$J$	densité de courant à travers la surface de contact ( $A/m^2$ )
$Q$	flux de chaleur à travers la surface de contact ( $W/m^2$ )
$r$	rayon de cylindre (m)
$R_c$	résistance électrique de constriction ( $\Omega$ )
$R_{ci}$	résistance électrique de constriction pour le spot $i$ en contact ( $\Omega$ )
$R_D$	résistance électrique de constriction en régime diffusif ( $\Omega$ )
$R_B$	résistance électrique de constriction en régime balistique ( $\Omega$ )
$R_b$	résistance électrique de masse (de l'anglais « bulk ») ( $\Omega$ )
$R_{int}$	résistance électrique de constriction en régime intermédiaire ( $\Omega$ )
$R_{inf}$	limite inférieure de résistance électrique de constriction ( $\Omega$ )
$R_{sup}$	limite supérieure de résistance électrique de constriction ( $\Omega$ )
$R_{sp}$	rayon du plot (m)
$R_t$	résistance électrique totale ( $\Omega$ )
$T_c$	température sur la surface de contact (K)
$T_0$	température ambiante (K)
$T_{Max}$	température maximale sur la surface de contact (K)
$T_{Min}$	température minimale sur la surface de contact (K)



$\Delta T$	différence de température entre deux surfaces en contact (K)
$V_c$	différence de potentiel mesurée aux bornes du contact (V)
$\Delta V$	différence de potentiel électrique entre deux surfaces en contact (V)

## Symboles grecs

$\nu$	coefficient de Poisson
$\lambda$	conductivité thermique (W/m/K)
$\rho$	résistivité électrique ( $\Omega\text{m}$ )
$\sigma_y$	limite élastique – de l’anglais « yield » (Pa)
$\sigma_u$	contrainte ultime (Pa)

## Acronymes

AFM	Microscope à force atomique – de l’anglais Atomic Force Microscopy
CL	Conditions aux Limites
DOF	Degrés de liberté- de l’anglais Degree of Freedom
EF	Eléments Finis
ECC	Coefficient de conductivité électrique de contact dans ANSYS – de l’anglais « Electrical Conductance Coefficient »
L-L	Lisse-Lisse
MEMS	Microsystème électromécanique – de l’anglais « Micro Electro Mechanical System »
RF	Radio-Fréquence
R-L	Rugueux-Lisse
RCE	Résistance de Contact Electrique
TCC	Coefficient de conductivité thermique de contact dans ANSYS – de l’anglais « Thermal Conductance Coefficient »

# Introduction

Un des objectifs ultimes des efforts de modélisation des contacts ohmiques est la prédiction de la résistance de contact électrique. Les résultats de Pennec (Pennec 2009) ont conduit à une conclusion mitigée :

- deux validations expérimentales sont reportées dans la thèse de Pennec : une est en désaccord avec le modèle sur un cas dont les données sont fiables (échantillon de test à actionnement mécanique par nano-indenteur), l'autre est globalement en accord avec le modèle, mais se base sur des données plus incertaines (échantillon de test à actionnement électrostatique),
- les modèles semblent se comporter sagement et reproduire les tendances correctement, mais ils ne prennent pas en compte une éventuelle contamination des surfaces de contact, par des oxydes par exemple.

Le chapitre 2 nous a permis d'améliorer et de valider la méthode de simulation du comportement mécanique des contacts proposée par Pennec. Le présent chapitre reprend les méthodes de prédiction de la résistance électrique de contact que l'on peut y associer. Ces méthodes sont de deux types :

- méthode A : calcul de résistance électrique basé sur une formulation analytique ;
- méthode B : calcul multiphysique par éléments finis.

La méthode A consiste à exécuter une simulation mécanique du contact, extraire des résultats une définition géométrique des zones de contact et les utiliser dans un calcul analytique de résistance de constriction. C'est la méthode la plus simple à mettre en œuvre et c'est celle qui a été utilisée par Pennec.

La méthode B consiste à préparer un modèle EF à partir de la géométrie des surfaces de contact, définir les conditions aux limites et les données nécessaires à un calcul couplé mécanique-électrique et lancer la résolution par un solveur multiphysique. Cette méthode est de mise en œuvre plus complexe, mais semble apte à offrir des résultats de meilleure qualité et ouvre un vaste champ de possibilités si l'on ajoute l'interaction avec la thermique (calcul couplé mécanique-électrique-thermique).

Dans ce chapitre, nous développerons ces deux méthodes et nous les confronterons à des résultats expérimentaux. De plus, nous utiliserons la méthode A pour discuter l'influence de la rugosité sur la résistance de contact, ce qui nous mènera à analyser l'évolution des spots en contact au cours du chargement.

## 3.1. Méthode A – calcul EF mécanique, calcul analytique de RCE

Des résultats de simulations mécaniques (*cf.* Chapitre 2), nous pouvons extraire la position et l'aire de chaque spot de contact, puis calculer la résistance de contact électrique grâce à une des méthodes analytiques citées dans le chapitre 1.

Comme il a été discuté, lorsque plusieurs spots sont en contact, la résistance de contact dépend des rayons des spots et de leur distribution. Cela implique une première simplification : pour chaque spot de contact, de forme a priori quelconque, on évalue le rayon

d'un spot circulaire considéré équivalent. A notre connaissance, aucune étude n'a quantifié précisément l'erreur commise par cette « équivalence » dans le cas général.

Nous avons aussi vu que, dans le cas où tous les spots ne fonctionnent pas sous le régime diffusif, la bibliographie ne fournit pas de moyen d'évaluer l'interaction électrique entre les spots et on peut préférer évaluer les limites supérieure et inférieure de RCE, comme (Majumder *et al.* 1998). C'est le choix qui a été fait ici.

### 3.1.1. Mise en œuvre : Calcul analytique de RCE

Suite à une simulation mécanique du contact, voici comment les résultats sont traités pour fournir la résistance de contact :

- pour chaque pas de calcul, sortie de fichiers texte contenant les coordonnées des nœuds, la définition des éléments et l'aire de contact associée à chaque nœud ;
- exécution d'un programme Matlab pour compter le nombre de spots (zones de nœuds adjacents en contact), calculer l'aire et les coordonnées du barycentre de chaque spot.

Le calcul de limite supérieure de RCE correspond à une configuration d'interférence électrique maximale entre les spots ; on évalue alors la résistance en fusionnant tous les spots qui deviennent un spot unique avec l'aire totale de contact conservée.

La limite inférieure correspond au cas où les spots sont distants les uns des autres ; la résistance est alors calculée en considérant que tous les spots sont des résistances placées simplement en parallèle.

La Figure 3.1 montre l'algorithme utilisé pour calculer ces deux limites.

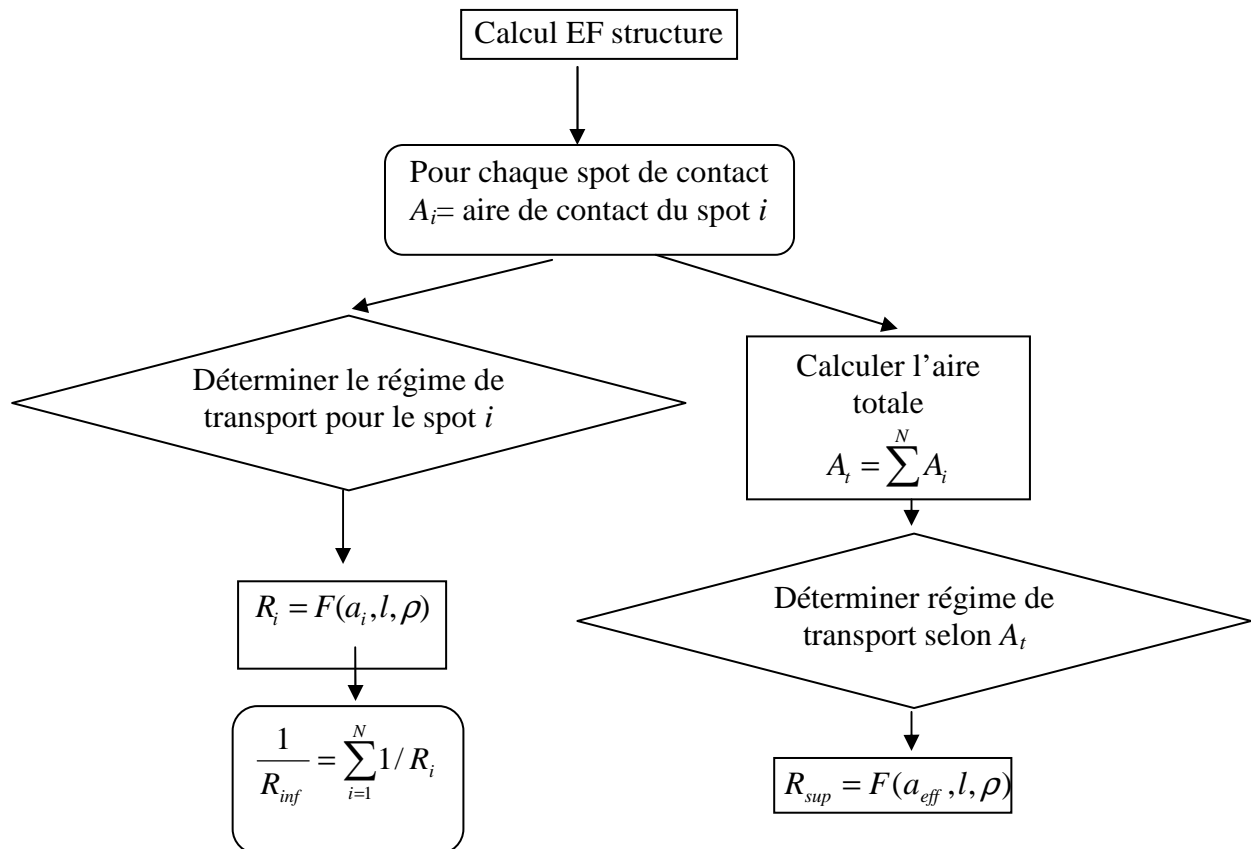


Figure 3.1 Algorithme de calcul de RCE suivant la simulation de la structure par EF

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la résistance de contact associée à un spot dépend du régime de transport électronique et donc du rayon  $a$  du spot. Nous détaillons ci-dessous les critères en fonction du libre parcours moyen des électrons  $l$  et les équations retenues :

- Si  $a > (l + crit)$ , régime diffusif :

$$R_D = \frac{\rho}{2a} \quad (3.1)$$

- Si  $a < (l - crit)$ , régime balistique :

$$R_B = \frac{4\rho l}{3\pi a^2} \quad (3.2)$$

- Si  $(l - crit) \leq a \leq (l + crit)$ , régime intermédiaire :

$$R_{int} = f \frac{\rho}{2a} + \frac{4\rho l}{3\pi a^2} \quad (3.3)$$

Où  $\rho$  est la résistivité électrique,  $crit$  est la valeur critique pour distinguer différents régimes, les indices  $D$ ,  $B$  et  $int$  indiquent respectivement le régime de transport diffusif, balistique et intermédiaire. Et  $f$  est la fonction d'interpolation :

$$f = \frac{1 + 0.83(l/a)}{1 + 1.33(l/a)} \quad (3.4)$$

Selon ce qui a été écrit plus haut, la valeur du paramètre  $crit$  doit être définie selon la valeur de  $l$ . Nous choisissons pour la suite  $crit = 10$  nm pour l'or ( $l = 38$  nm), et  $crit = 5$  nm pour le ruthénium ( $l = 10$  nm (Ke *et al.* 2008)). Nous notons que la continuité aux points de changement de régime n'est pas assurée.

Notons par ailleurs que certains cas peuvent conduire à sous-évaluer la limite supérieure de résistance. Par exemple, avec plusieurs spots en régime balistique, il est possible que le spot d'aire égale à l'aire totale soit considéré comme un spot en régime diffusif. Dans ce cas, la valeur obtenue pour la limite supérieure est la même que si l'on avait considéré chacun de spots initiaux en régime diffusif ; la limite supérieure est alors sous-évaluée.

## 3.1.2. Résultats et discussions

### 3.1.2.1. Influence de la rugosité sur la RCE

Dans cette partie, nous discutons l'influence de la taille de maille sur la résistance de contact.

### 3.1.2.1.1. *Contact Au-Au*

La Figure 3.2 (a) et (b) montre l'évolution des limites inférieure et supérieure de la RCE en fonction de la force appliquée pour le couple Au-Au, avec le maillage le plus grossier et le maillage le plus raffiné respectivement. On constate que :

- La résistance de contact devient plus faible lorsque la force augmente. C'est bien le résultat attendu : l'aire de contact augmente, la résistance de constriction diminue.
- La résistance est plus faible au déchargement qu'au chargement à même effort. C'est aussi raisonnable si l'on considère la déformation élastoplastique en phase de chargement et la surface qui a été aplatie. Cela correspond aussi au fait que la pression moyenne de contact est maximale pendant le chargement et qu'elle diminue pendant le déchargement ; l'aire de contact diminue donc plus lentement au déchargement.
- Les deux limites correspondant aux efforts les plus élevés s'éloignent si le maillage est plus fin. On peut lier ceci au nombre de spots en contact représenté sur la Figure 3.6 : un maillage plus grossier donne moins de spots en contact, ainsi l'écart entre les résistances limites diminue. C'est également une des conclusions de (Majumder *et al.* 2001).

La Figure 3.2 (c) (resp. (d)) montre l'évolution de la limite inférieure (resp. supérieure) de la RCE en fonction du pas de chargement-déchargement, pour différentes valeurs du coefficient de résolution du maillage et dans le cas de modèle lisse-lisse. Le chargement a lieu jusqu'au pas 10 et il est suivi de déchargement jusqu'au pas 19.

Le graphe de limite inférieure de la RCE fait apparaître des irrégularités. Elles peuvent provenir :

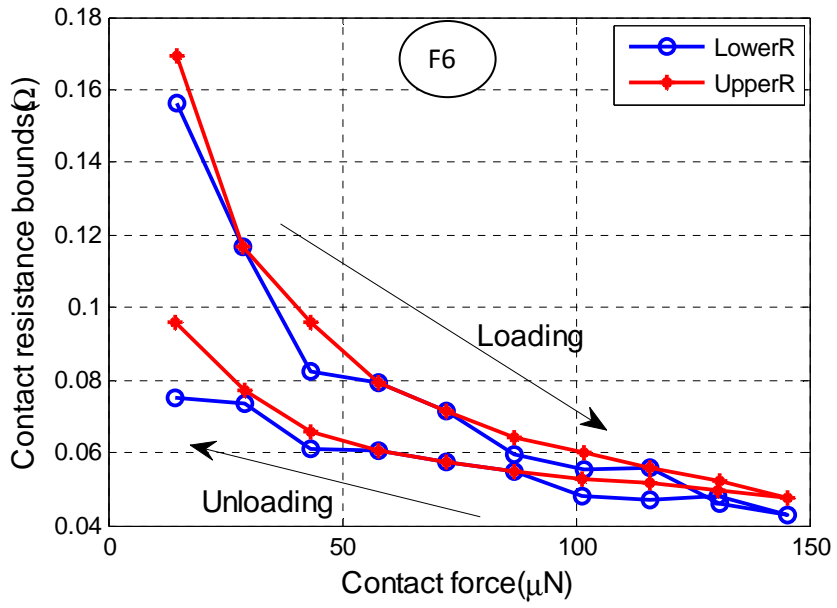
- de l'évolution discrète du nombre de spots de contact : apparition d'un spot ou fusion de plusieurs spots en un ;
- d'un changement du régime de transport électronique d'un spot suite à l'évolution de son aire.

En revanche, les courbes de limite supérieure de RCE sont très régulières. Comme il a été discuté dans le chapitre 1, la limite supérieure est fonction uniquement de l'aire totale de contact et pas du nombre de spots.

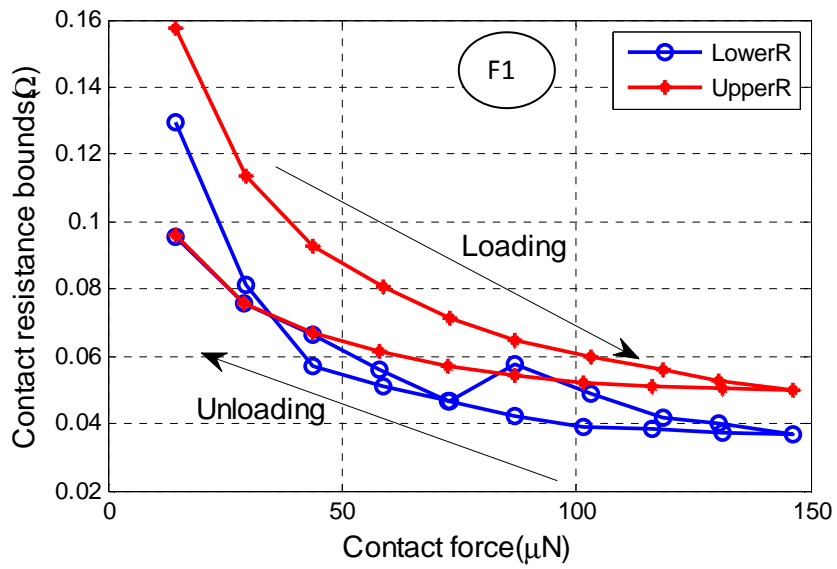
On peut penser que la résistance de constriction réelle est proche de la limite supérieure. En effet, le contact entre plot et pont est restreint à une zone très limitée, de l'ordre de 600 nm, ce qui est susceptible d'entraîner une interaction électrique forte, en particulier par rapport à un problème de contact plan-plan.

Si l'on observe les résultats de limite supérieure de résistance de contact sous charge maximale, c'est-à-dire à 145 $\mu$ N, on note que l'écart entre les modèles rugueux-lisse et le modèle lisse-lisse est faible : le modèle lisse-lisse prédit une résistance 10% supérieure au modèle rugueux-lisse avec maillage fin F1.

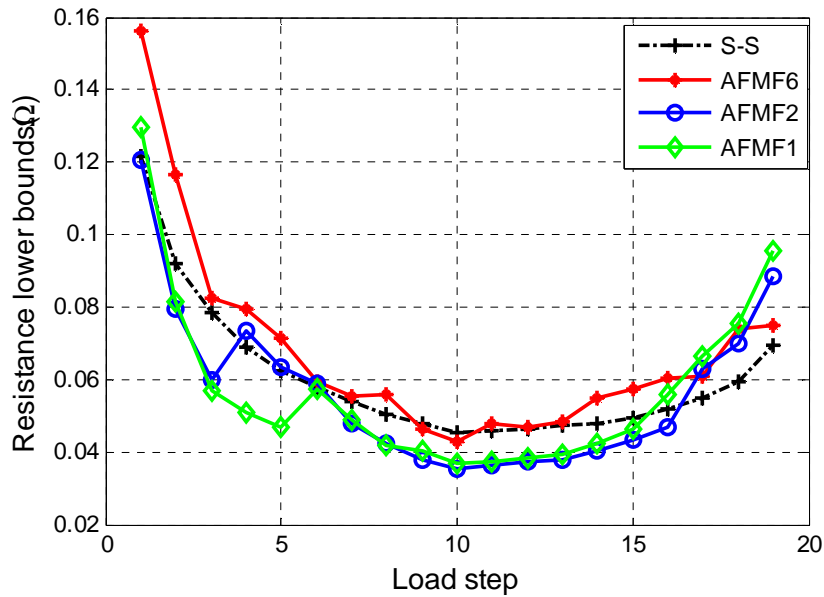
Conformément aux observations notées dans le chapitre 2, les simulations F1 et F2 donnent des valeurs de RCE très proches. Cela indique que l'utilisation d'un maillage plus fin n'apportera probablement pas une précision sensiblement supérieure.



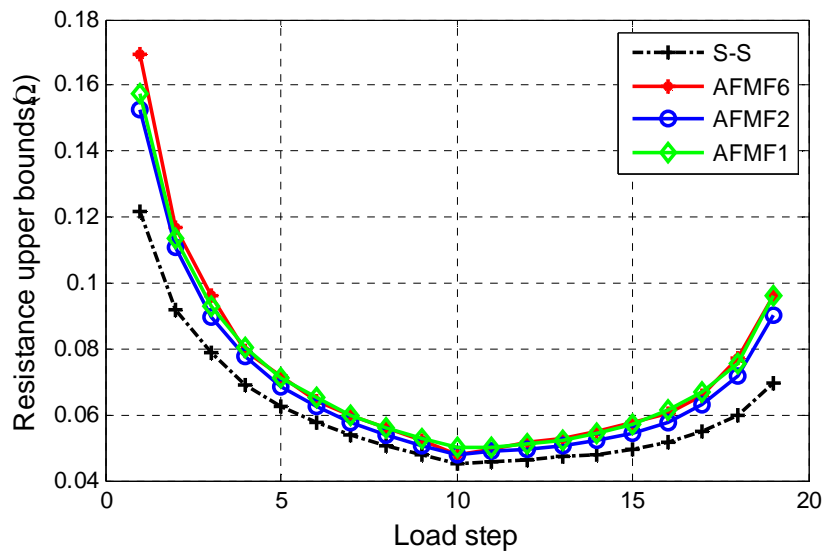
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 3.2 RCE pour un contact Au-Au, (a) limites sup. et inf. avec maillage grossier F6, (b) limites sup. et inf. avec maillage fin F1, (c) limite inf. pour différents maillages, (d) limite sup. pour différents maillages  
Nota : S-S désigne les modèles L-L (smooth)

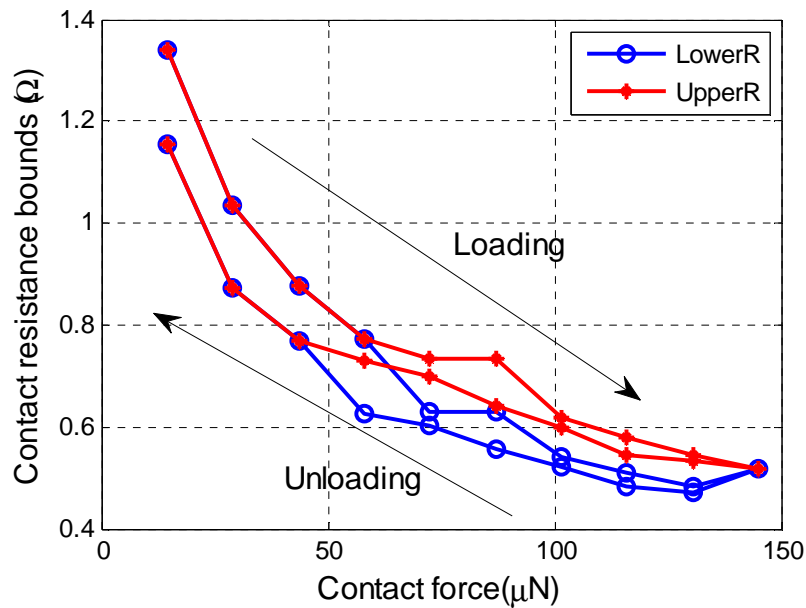
### 3.1.2.1.2. Contact Ru-Ru

La Figure 3.3 présente les résultats pour un contact Ru-Ru dans les mêmes conditions.

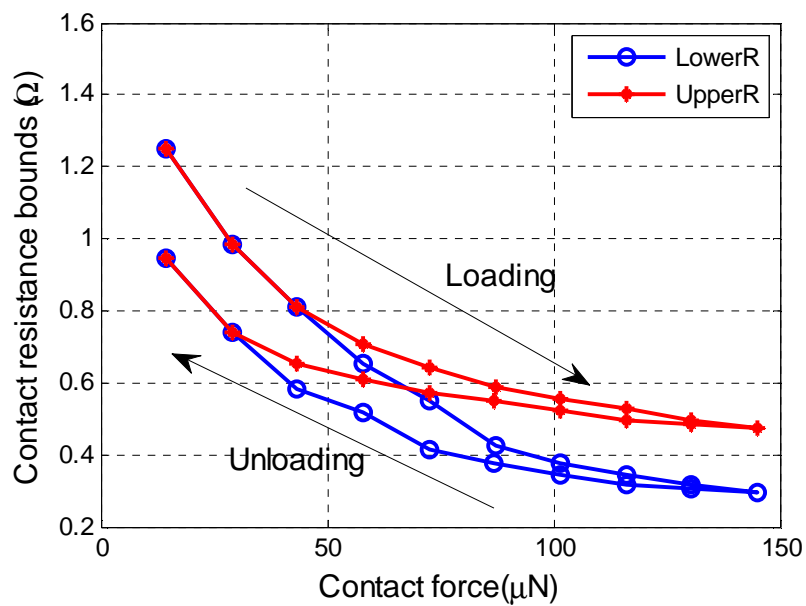
Les deux limites de RCE s'éloignent si le maillage est raffiné, de la même manière que pour le contact Au-Au. Par ailleurs, on constate que les deux limites sont confondues en début de chargement. L'explication est simple : à très faible force, il n'y a qu'un spot de contact.

La Figure 3.4 montre l'effet de la précision du maillage sur le calcul de RCE. On observe que :

- la taille de maille a plus d'influence dans le cas Ru-Ru que dans le cas Au-Au ;
- au-delà de la force de travail usuelle des microcommutateurs, c'est-à-dire au-delà de  $100 \mu\text{N}$ , l'influence du maillage sur la RCE est faible ;
- les écarts sur la limite supérieure de résistance entre les modèles rugueux-lisse (R-L) et lisse-lisse (L-L) est plus significatif que dans le cas du contact Au-Au. Ici la résistance de contact prédite par le modèle L-L est 30% plus faible que par le modèle F2. Le calcul R-L voit les pressions de contact augmenter très rapidement lors de l'écrasement des aspérités. Au contraire, le calcul L-L laisse les pressions de contact augmenter plus lentement et l'aire de contact est plus élevée, à effort identique.



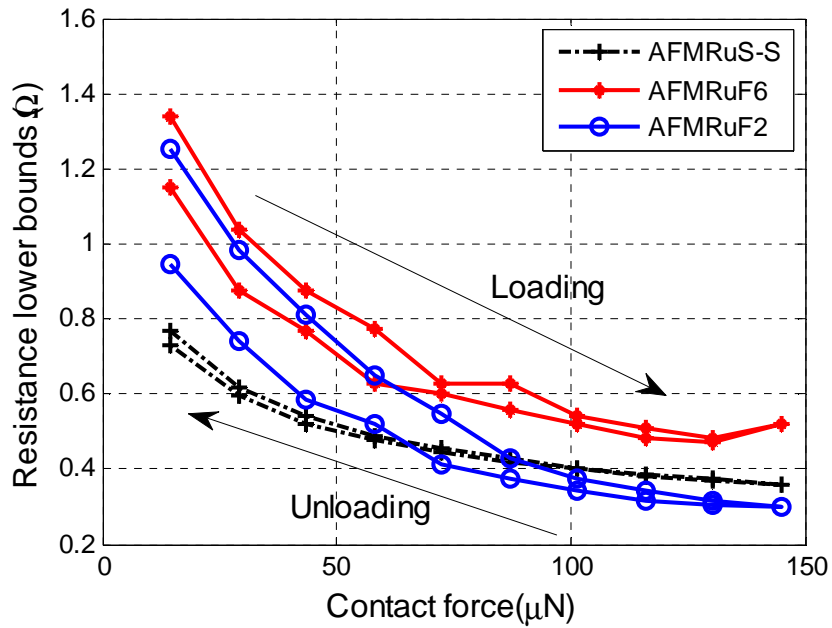
(a)



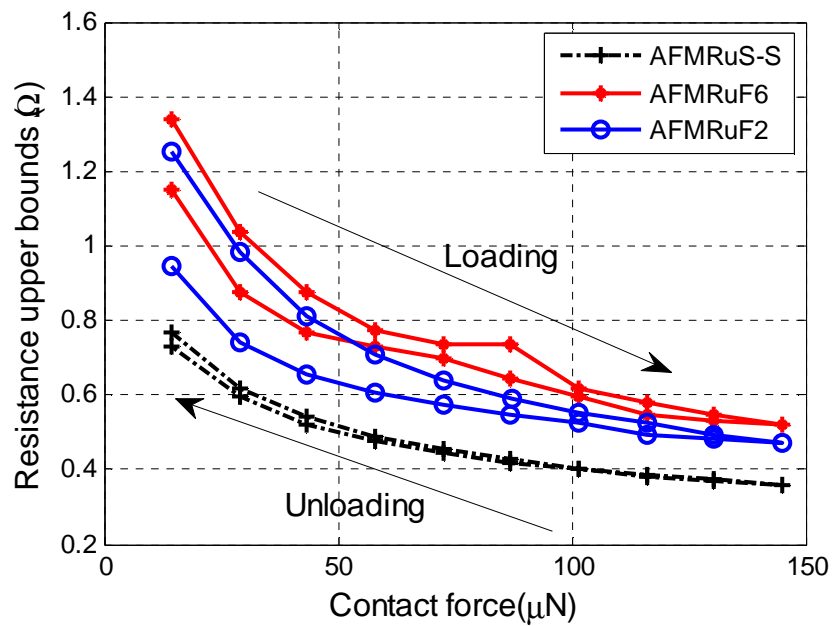
(b)

Figure 3.3 RCE pour un contact Ru-Ru, (a) limites sup. et inf. avec maillage grossier F6, (b) limites sup. et inf. avec maillage fin F2





(a)



(b)

Figure 3.4 RCE pour un contact Ru-Ru, (a) limite inf. pour différents maillages, (b) limite sup. pour différents maillages

En conclusion, la finesse du maillage a une influence sensible sur la RCE à force faible et surtout pour le matériau le plus dur.

On peut penser que, si la géométrie implique un contact quasi-ponctuel, donc une interaction électrique élevée entre les spots, la résistance de constriction réelle est proche de la limite supérieure ; alors, le modèle lisse-lisse peut permettre un calcul très satisfaisant dans le cas du contact Au-Au, et plus approximatif dans le cas du contact Ru-Ru (respectivement 10% et 30% d'erreur par rapport à des calculs rugueux-lisse).

De manière plus générale, utiliser une modélisation lisse-lisse produira des erreurs plus élevées si la plastification n'est pas importante.

### 3.1.2.2. Evolution des spots de contact

Lors du chargement d'un contact, on peut observer l'augmentation de l'aire de contact de chaque spot, l'apparition de nouveaux spots et la fusion de spots. Dans cette partie, nous allons analyser la manière dont les spots de contact évoluent.

Broué *et al.* (2009) ont analysé le développement des aspérités en contact à travers des mesures expérimentales de raideur de contact pour un contact entre une surface en or électrodéposé et une pointe en diamant sphérique de diamètre  $5,9 \mu\text{m}$ , sur un appareil de micro-flexion. Quelques résultats de (Broué *et al.* 2010) sont montrés sur la Figure 3.5. Ils ont confirmé que le nombre de spots augmente lorsque la force de contact ou l'intensité électrique imposée augmente.

La méthode utilisée par Broué *et al.* pour évaluer l'évolution du nombre de spots ne permet pas d'évaluer le nombre de spots au tout début du chargement, c'est-à-dire sous quelques microNewtons. Elle permet uniquement de détecter des sauts du nombre de spots une fois le contact initial établi. Sous une force de  $150 \mu\text{N}$ , les mesures indiquent 8 spots supplémentaires à 100 mA et seulement 3 spots supplémentaires à 70 mA.

Les simulations mécaniques discutées plus haut ont été faites sans considérer aucun effet thermique. Cela correspond à une situation réelle dans laquelle l'effet Joule dû au passage du courant électrique reste suffisamment faible pour ne causer aucun effet sensible. D'après Broué *et al.*, dans ces conditions, il y aurait moins de 3 spots supplémentaires sous  $150 \mu\text{N}$ . Nous confronterons cette conclusion de Broué *et al.* à nos résultats de simulations.

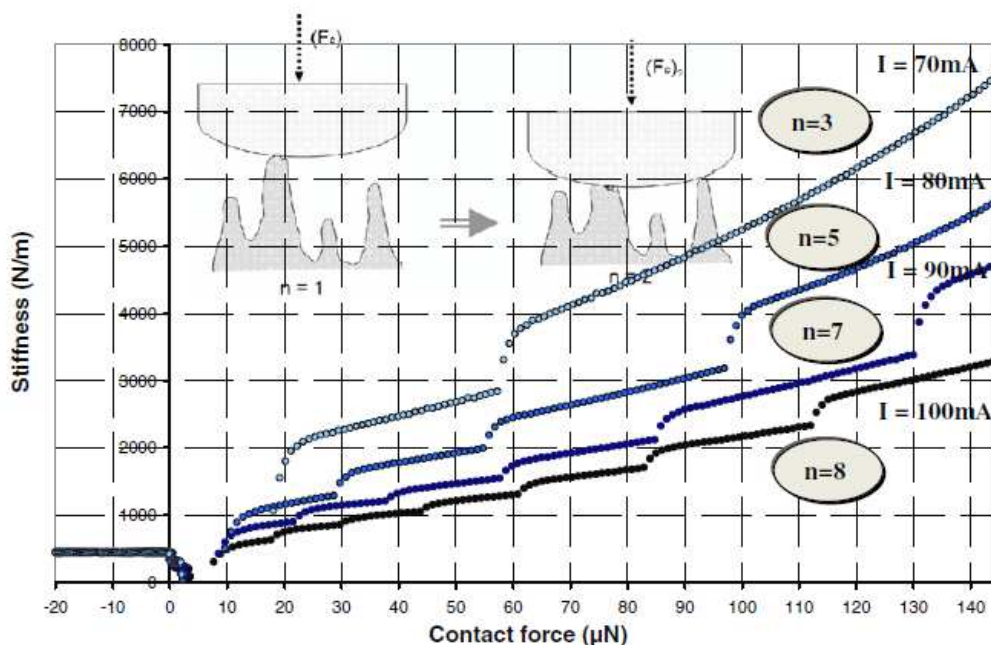


Figure 3.5 Evolution du nombre de spots de contact : raideur en fonction de la force de contact, pour différentes intensités électriques (Broué *et al.* 2010)

#### 3.1.2.2.1. Discussion des résultats EF

La Figure 3.6 montre l'évolution du nombre de spots de contact en fonction du pas de chargement, pour un contact Au-Au et pour un contact Ru-Ru. De même que précédemment,

les 10 premiers pas correspondent au chargement jusque 145  $\mu\text{N}$ , et les pas suivants au déchargement. On observe que :

- le nombre de spots dépend beaucoup de la résolution du maillage. Les résultats ne permettent pas de conclure sur une éventuelle convergence des résultats vis-à-vis de la résolution du maillage. On peut toutefois conjecturer que le nombre de spots pourrait être bien plus élevé avec un maillage beaucoup plus fin ;
- la comparaison des résultats en résolution F2 pour Au et Ru révèle que les spots sont plus nombreux pour un contact Au. Cela semble raisonnable si l'on considère le fait que Ru est plus dur que Au. Rappelons que les simulations du contact Ru-Ru sont ici réalisées à partir du même relevé AFM que les simulations de contact Au-Au.

La Figure 3.7 montre le rayon équivalent de chaque spot en contact en fonction des pas de chargement-déchargement. Ces graphes sont basés sur les résultats des modèles maillés finement : F2 (32 nm).

Le contact Ru-Ru donne des rayons de spots largement plus faibles que Au-Au sous la même force. Sous 145  $\mu\text{N}$ , le plus grand rayon est d'environ 60 nm pour Ru-Ru et d'environ 200 nm pour Au-Au.

Le calcul Au-Au montre plusieurs spots avec un diamètre équivalent de spot inférieur à la dimension des éléments, soit 15,6 nm. Cela indique à nouveau l'importance d'utiliser un maillage fin. Cependant, la résolution des modèles les plus lourds tend à dépasser une limite raisonnable. On touche donc du doigt une limite de la méthode utilisée (une semaine de calcul pour Au-Au et échec de la simulation pour Ru-Ru avec la résolution F1 qui correspond à des mailles de 15,6 nm).

Une analyse qualitative plus détaillée montre que les simulations Au-Au et Ru-Ru suivent une évolution similaire : quelques spots apparaissent au début du chargement et les étapes suivantes voient le nombre total de spots approximativement constant, avec des spots qui fusionnent et de nouveaux qui apparaissent.

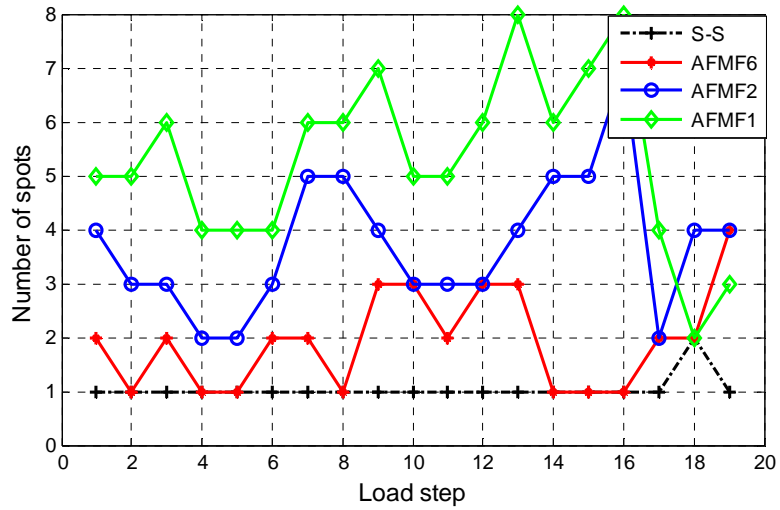
Dans le cas Ru-Ru (Figure 3.6 (b) – maillage F2), la phase de « début de chargement » prend 7 pas de charge sur 10 ; dans le cas Au-Au (Figure 3.6 (a) – maillage F1), la phase de « début de chargement » est terminée dès la fin du premier pas de charge.

De plus, sous la force maximale, si l'on compare la conductance de constriction des différents spots, on peut montrer que la résistance de contact est dominée par un seul spot ; cette domination a déjà commencé lorsque le nombre de spots s'est stabilisé.

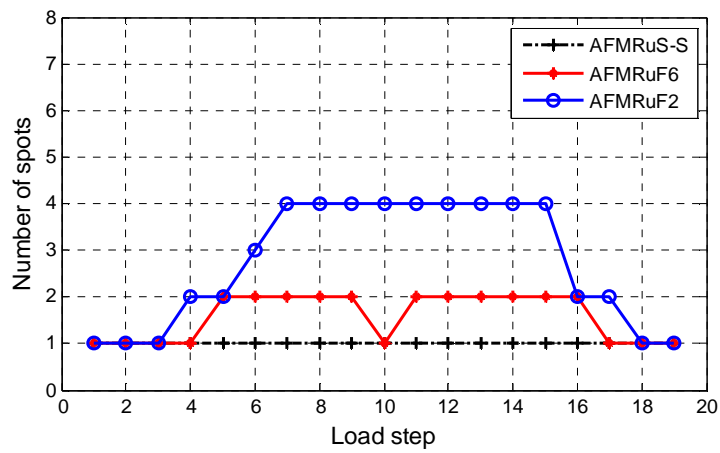
D'autre part, si l'on s'intéresse à l'évolution du nombre de spots lors du déchargement, on peut effectuer un parallèle avec les mesures sur micro-commutateur effectuées par Broué *et al.* En effet, les mesures de Broué *et al.* ont été faites sur un contact qui a déjà été actionné. Rappelons que les résultats de simulation en déchargement sont très proches des résultats qu'on obtiendrait lors d'un deuxième chargement, comme il a été discuté dans le chapitre 2.

Ici, la différence du nombre de spots entre les pas de chargement 10 et 19 est 2, ce qui correspond à une augmentation du nombre de spots lors de l'augmentation de la force de contact de 14,5  $\mu\text{N}$  à 145  $\mu\text{N}$ . Cette valeur est en accord avec les observations de Broué *et al.* citée plus haut.

Une autre confirmation apparaît aussi par comparaison avec les résultats de Rezvanian *et al.* (2007). La surface la moins rugueuse utilisée (distance pic-a-vallée de 12.8 nm et RMS de 7.2 nm) dans ses étude sous 50  $\mu\text{N}$  donne environ 7 spots de contact et notre modèle F1 pour le contact Au-Au prédit 6 spots sous 50  $\mu\text{N}$ .

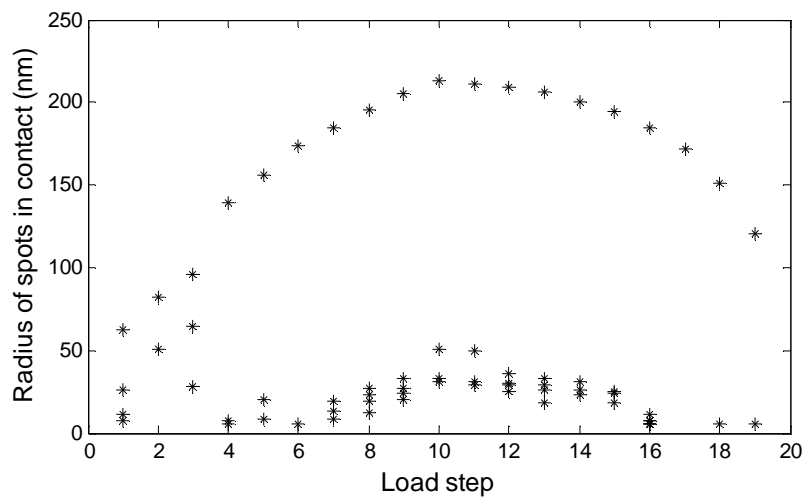


(a)

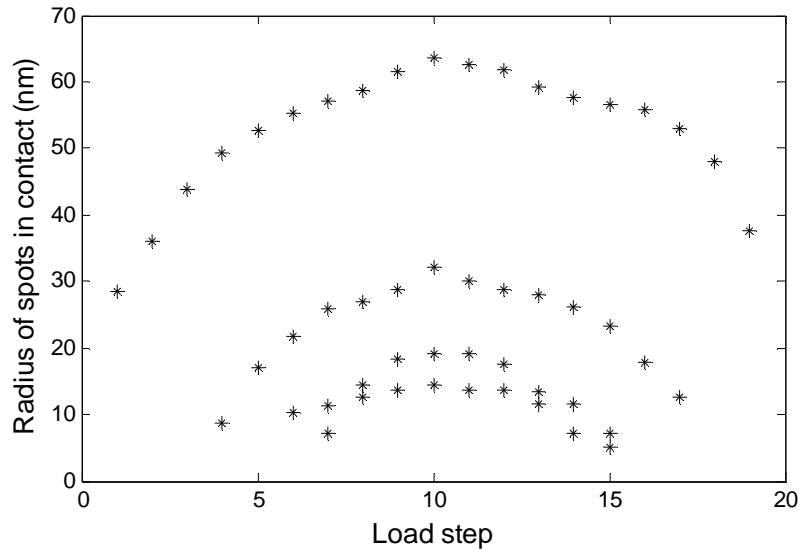


(b)

Figure 3.6 Nombre de spots en contact pour les modèles avec différents tailles de maille et le modèle L-L : (a) Au-Au, (b) Ru-Ru. Nota : S-S désigne les modèles L-L (smooth)



(a)



(b)

Figure 3.7 Evolution des rayons des différents spots en contact pour un contact (a) Au-Au, (b) Ru-Ru

### 3.1.2.3. Conclusions

Nos simulations révèlent que certains spots de contact ont un rayon équivalent de l'ordre de 10 nm au cours du chargement. La résolution du maillage doit donc rester très élevée si l'on souhaite des informations précises sur le nombre de spots de contact, leur aire et leur position, par exemple. Néanmoins, la résistance de constriction semble en général dominée par le spot le plus grand, sauf sous une force très faible.

A cause d'une dureté plus élevée, le contact Ru-Ru donne moins de spots de contact, et des rayons équivalents de spots plus faibles que le contact Au-Au. On peut donc penser qu'un matériau plus dur nécessite un maillage de résolution plus élevée.

Cette observation recoupe un des résultats du chapitre 2 : la taille de maille a une influence plus importante sur la raideur de contact et la pression de contact dans le cas du contact Ru-Ru que dans le cas du contact Au-Au.

## 3.2. Méthode B – Simulations multi-physiques

Nous avons vu dans la partie précédente comment on peut coupler un calcul mécanique du contact par éléments finis avec des expressions analytiques de résistance de contact, ou plus précisément de résistance de constriction.

Un moyen concurrent est simplement de lancer la résolution d'un problème couplé mécanique-électrique par éléments finis. Un des avantages potentiels de cette méthode est qu'il permet, en théorie, d'y adjoindre la définition du problème thermique associé et ainsi d'étudier les champs de température dans la zone de contact. On peut aussi envisager de prendre en compte les variations des propriétés des matériaux avec la température : on considère ainsi le couplage thermique-électrique (variations de résistivité électrique) et le couplage thermique-mécanique (variations de limite élastique par exemple).

Plusieurs équipes de recherche ont déjà travaillé à la mise au point de simulations physiques couplées pour prédire le comportement thermoélectrique du contact. Citons (Tsai *et al.* 1991), (Monnier *et al.* 2007), (Shanthraj *et al.* 2011), et (Ghaednia *et al.* 2012).

Monnier *et al* (2007) ont modélisé le contact sous son aspect macro. Pour l'analyse de micro-interrupteurs, une force très faible et un courant faible peuvent changer les phénomènes dominants.

Shanthraj *et al* (2011) ont adopté un « cycle de couplage multiphysique » pour résoudre les équations des champs électro-thermo-mécaniques de microcontacts, en utilisant une géométrie tridimensionnelle issue de fonctions fractales. Les valeurs de résistance électrique obtenues sont beaucoup plus faibles que les valeurs expérimentales.

Plus récemment, Ghaednia *et al* (2012) ont étudié l'influence de la dilatation thermique et de la déformation plastique sur un contact sphère-plan. Ils ont réalisé un modèle 3D thermo-électro-mécanique à échelle macro (sphère de rayon 3 mm). Les températures maximales trouvées ont dépassé 1000 K pour une densité de 100 000 A/m<sup>2</sup> et  $\omega R=0,002$ , mais la dépendance en température des propriétés du matériau n'a pas été prise en compte.

Les travaux cités dans le chapitre 1 montrent que la mise en œuvre de modèles multiphysiques pour l'étude de microcontacts rugueux n'a pas encore abouti à des résultats convaincants. Nous allons donc tenter d'y apporter une contribution.

Dans un premier temps, pour simplifier le problème et annuler tout effet de couplage thermique, nous allons nous intéresser à modéliser un contact ohmique traversé par un courant faible. Les phénomènes physiques mis en jeu relèvent alors de la mécanique, de la conduction électrique et de la thermique, mais les faibles courants produiront des élévations de température relativement faibles. Les couplages sont donc deux couplages simples :

- le calcul mécanique donne les zones de contact réel ;
- ces zones permettent le calcul de conduction électrique, qui donne la distribution de courant électrique ;
- le champ de courant électrique définit la dissipation par effet Joule, et permet le calcul thermique.

Le logiciel ANSYS est à nouveau utilisé pour mettre au point et résoudre nos modèles. ANSYS offre deux possibilités dans le cas présent :

- une analyse directe ;
- une analyse séquentielle.

Nous allons présenter et mettre en œuvre ces deux méthodes. Le premier problème modélisé sera un contact sphère-plan lisse-lisse, qui nous permettra de valider la mise en œuvre. Puis les modèles seront adaptés pour le problème de contact rugueux.

## **3.2.1. Approche directe**

### **3.2.1.1. Description du modèle EF**

La méthode de simulation multiphysique directe comporte une résolution unique avec des éléments finis qui prennent en compte les degrés de liberté multiphysiques. Dans notre cas, les déplacements, la température et la tension électrique sont nécessaires. L'élément SOLID227 de ANSYS est choisi pour modéliser les volumes, avec option de degrés de liberté choisis « 111 » afin d'activer les champs mécanique, thermique et électrique. Le Tableau 3.1 récapitule les informations pour les autres éléments utilisés.

La gestion de l'interaction électrique à l'interface de contact par le solveur EF nécessite de spécifier un paramètre appelé « coefficient de conductance électrique de contact » ou ECC (Electrical Contact Conductance). Ce coefficient lie la différence de tension  $\Delta V$  entre les

nœuds des surfaces en contact à la densité surfacique de courant électrique  $J$  dans la direction normale à la surface de contact :

$$ECC = J / \Delta V \quad (3.5)$$

D'après (Beloufa 2010), les phénomènes de conduction à l'interface dépendent de la géométrie, de la rugosité de la surface et de l'aire de contact ; la détermination théorique de l'ECC est alors très difficile (Cavaliere *et al.* 2009), (MK Thompson et JM Thompson 2007).

Or l'ECC peut être considéré comme l'inverse de la résistance électrique par unité de surface de l'interface :  $ECC = 1 / RS$ . Nous avons choisi de donner à l'ECC la valeur qui définit la résistance d'interface égale à la résistance qu'aurait une couche d'un nanomètre d'épaisseur du matériau des électrodes :  $ECC = 1 / (\rho e)$  avec  $e = 1$  nm.

De même, le flux de chaleur  $Q$  est lié à la différence de température  $\Delta T$  par le « coefficient de conductance thermique de contact » ou TCC (Thermal Contact Conductance) :

$$TCC = Q / \Delta T \quad (3.6)$$

Et nous définissons le TCC de manière à obtenir une conductance égale à celle d'une couche d'épaisseur 1 nanomètre :  $TCC = \lambda / e$  où  $\lambda$  est la conductivité thermique du matériau.

Le matériau est homogène et reprend les caractéristiques de l'or utilisées précédemment (*cf.* Tableau 3.2).

Tableau 3.1 Paramètres éléments finis pour l'analyse multiphysique

	<b>structure</b>	<b>multiphysiques</b>
<b>SOLID (volumique)</b>	187	227
<b>TARGE (surface cible)</b>	170	170
<b>CONTA (surface de contact)</b>	174	174
<b>Coefficients pour Conta174</b>		TCC=318×10 <sup>9</sup> (W/(m <sup>2</sup> ×K) ECC=4.52×10 <sup>16</sup> (S/m <sup>2</sup> )

Tableau 3.2 Propriétés de l'or utilisées dans le modèle EF multiphysique

<b>Propriété</b>	<b>valeur</b>
<b>Module d'Young <math>E</math></b>	80 GPa
<b>Coefficient de Poisson <math>\nu</math></b>	0,42
<b>Module Tangent <math>Et</math></b>	10 GPa
<b>Limite élastique <math>\sigma_y</math></b>	300 MPa
<b>Limite à rupture <math>\sigma_u</math></b>	360 MPa
<b>Résistivité électrique <math>\rho</math></b>	22,14×10 <sup>-9</sup> Ωm
<b>Conductivité thermique <math>\lambda</math></b>	318 W/(m.K)

Nous avons validé dans le chapitre 2 le fait que réduire la zone maillée à une dimension de  $1,2 \mu\text{m} \times 1,2 \mu\text{m}$  permet de réduire la complexité du modèle sans détériorer la qualité des résultats. Nous allons vérifier que cela est valable aussi pour un calcul multiphysique. En particulier, nous allons nous intéresser à la résistance de constriction.

Les caractéristiques du modèle (cf. Figure 3.8) sont :

- le rayon du plot,  $R_{sp}=2103 \text{ nm}$  ;
- la hauteur de chaque électrode,  $H=1000 \text{ nm}$  ;
- la hauteur de plot  $C_{uth}$  ; elle peut être calculée avec le rayon du plot et la largeur de volume.

Les conditions aux limites sont définies comme suit (cf. Figure 3.8) :

- le courant imposé est appliqué sur S1 via une densité de courant normal uniforme, la tension est libre mais uniforme sur S1 (couplage de degrés de liberté), et la tension est fixée à zéro Volt sur S2 ;
- la température est imposée à 300 K sur S1 et sur S2, qui sont considérées comme des sources de température ;
- la surface inférieure du plot (notée S2) est encastrée et la force de contact est appliquée sur la surface supérieure du pont (notée S1) via une pression uniforme.

Comme précédemment, un cycle de chargement-déchargement est appliqué au modèle EF et la force maximale est de  $145 \mu\text{N}$ . Le maillage est réalisé avec des éléments de longueur typique  $40 \text{ nm}$  à  $60 \text{ nm}$  sur la surface de contact. Ceci conduit à :

- approximativement 11500 éléments volumiques SOLID227 ;
- 1210 éléments CONTA174 ;
- 200 éléments TARGE170

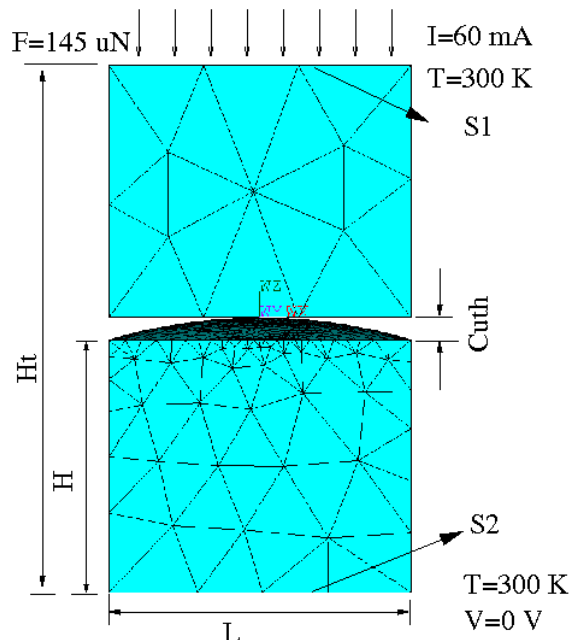


Figure 3.8 Maillage et conditions aux limites pour un modèle d'analyse multiphysique

### 3.2.1.2. Validation du modèle et résultats de simulations

La validation du modèle EF multiphysique est effectuée sur deux axes :



- comportement mécanique ;
- comportement thermoélectrique.

### 3.2.1.2.1. *Comportement mécanique*

La validation du comportement mécanique consiste simplement à vérifier que le calcul multiphysique et le calcul mécanique associé donnent des résultats équivalents. Les conditions aux limites, les caractéristiques des matériaux et le maillage sont identiques du point de vue mécanique. De plus, le type d'élément fini choisi est l'équivalent mécanique (SOLID187) de l'élément multiphysique utilisé (SOLID227). La Figure 3.9 montre l'évolution de l'aire de contact simulée avec les deux modèles (mécanique et multiphysique). Les résultats identiques valident le comportement mécanique de notre modèle multiphysique.

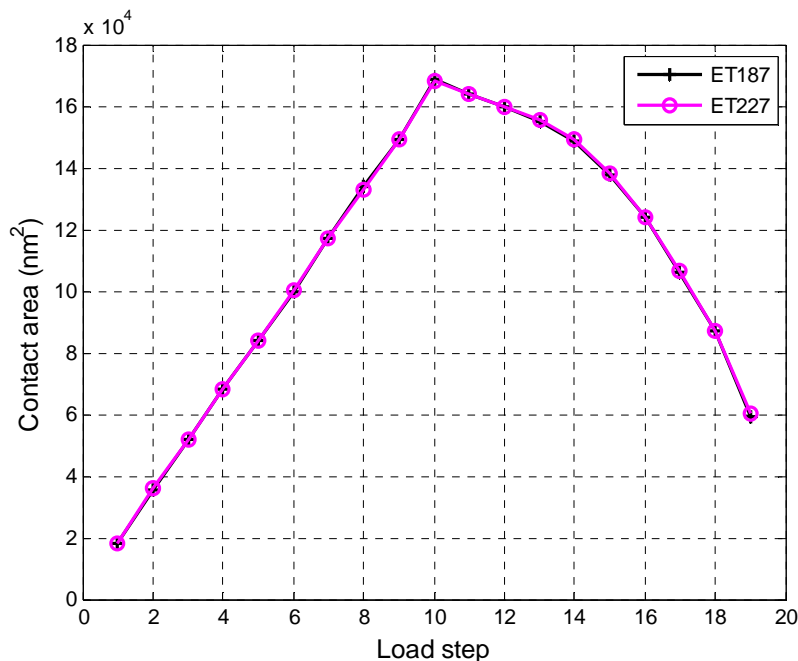


Figure 3.9 Aire de contact en fonction du pas de charge : comparaison entre simulation structure et simulation multiphysique

### 3.2.1.2.2. *Comportement thermoélectrique*

- **Objectifs**

La validation de la simulation électrique consiste à comparer les valeurs de résistance de contact obtenues par la méthode A (EF et analytique) et la méthode B (multiphysique). Les principaux points qui peuvent être confirmés sont :

- la construction correcte du modèle EF multiphysique ;
- la prise en compte correcte des aires de contact mécaniques pour le calcul électrique. Il s'agit ici d'opérations internes au logiciel de simulation ANSYS.

- **Compléments sur le calcul de résistance de constriction**

L'étendue de la zone de contact réel est de l'ordre de 220 nm sous charge maximale, pour des dimensions de section du modèle de 1200 nm. On est donc assez éloigné des conditions de calcul de résistance de constriction utilisées par Holm, qui considère deux demi-espaces infinis en contact sur un disque.

La littérature propose des formules de calcul de résistance de constriction plus adaptées. Le nom de « constriction cylindrique » est alors donné à la constriction illustrée par la Figure 3.10 (a). Timsit (1977) a proposé une expression polynomiale pour évaluer la résistance de constriction cylindrique, modifiée par Slade (1999) :

$$R_c = (\rho / 2a) \left[ 1 - 1.41581(a/r) + 0.06322(a/r)^2 + 0.15261(a/r)^3 + 0.19998(a/r)^4 \right] \quad (3.7)$$

Contrairement au cas de la constriction entre demi-espaces, la résistance de constriction cylindrique  $R_c$  est nécessairement définie par la différence entre (cf. Figure 3.10 (b) et (c)) :

- la résistance du conducteur avec constriction (dite résistance totale  $R_t$ ) ;
- la résistance d'un conducteur de mêmes dimensions sans constriction (dite résistance du bulk  $R_b$ ).

On a donc :

$$R_c = R_t - R_b \quad (3.8)$$

Ces calculs concernent la résistance de constriction sur la base d'un cylindre de révolution. Nos modèles comportant une géométrie de section carrée, nous adoptons donc une équivalence en aire de section pour appliquer la formule de Timsit à notre géométrie. On remplace donc  $r$  par  $L/\sqrt{\pi}$ , où  $L$  est la largeur de la section carrée (Figure 3.8).

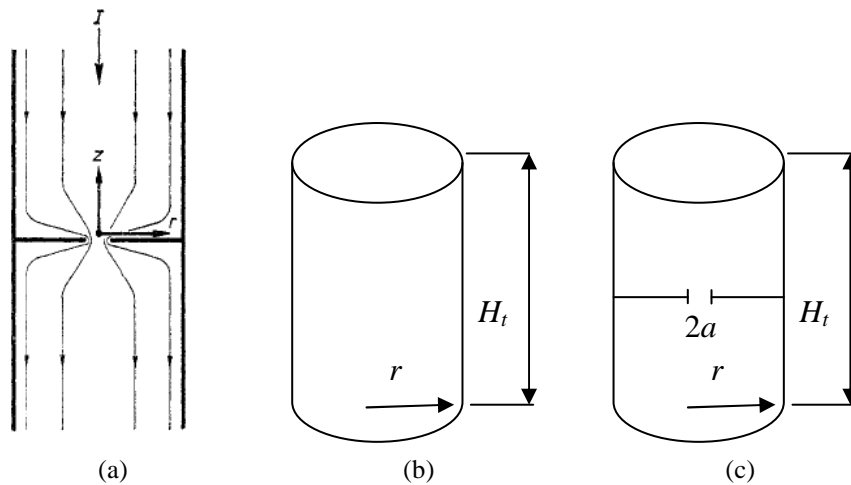


Figure 3.10 (a) Conducteur cylindrique avec constriction circulaire de rayon  $a$  (Timsit 1977)  
 (b) Conducteur sans constriction qui définit la résistance  $R_b$   
 (c) Conducteur avec constriction, de résistance  $R_t = R_b + R_c$ ,

- **Comparaison des résistances de constriction**

Les résultats de simulation par la méthode A sont traités comme suit :

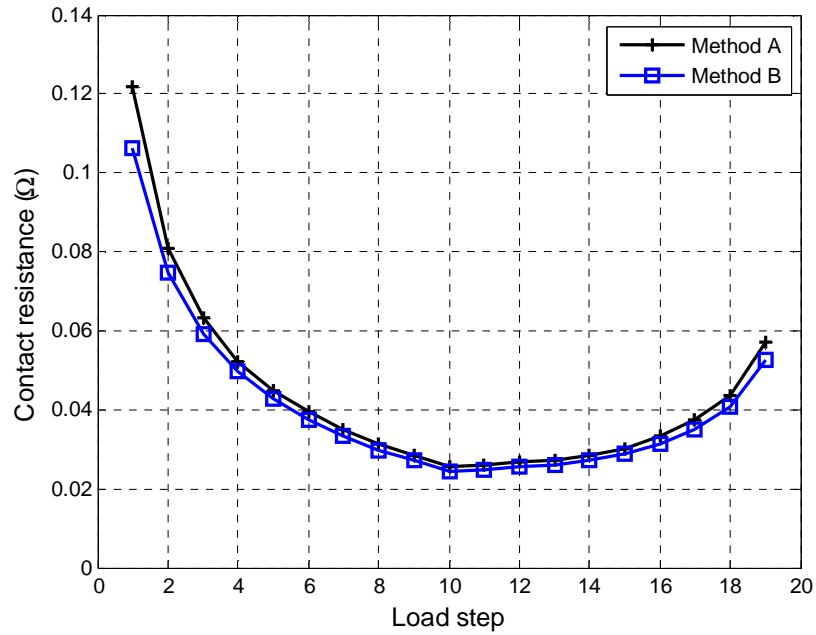
- extraction de l'aire de contact réelle des résultats de simulation mécanique ;
- calcul de la résistance de constriction par l'équation (3.7) avec  $r = L/\sqrt{\pi}$ .

Les résultats de simulation par la méthode B sont traités comme suit :

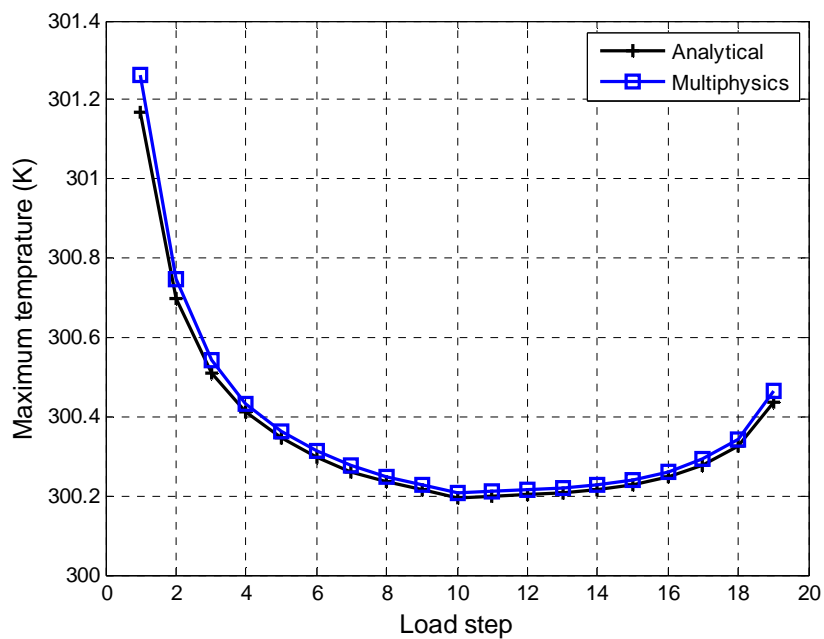
- extraction de la différence de potentiel  $V$  entre la surface supérieure et la surface inférieure du modèle et calcul de la résistance totale :  $R_t = V/I$  ;

- calcul de la résistance du volume imaginaire sans constriction (cf. Figure 3.8) :  $R_b = \rho.H_t / L^2$  ;
- calcul de la résistance de constriction :  $R_c = R_t - R_b$ .

La Figure 3.11 (a) montre les résistances de contact obtenues avec les méthodes A et B. On trouve un très bon accord à force maximale et un écart de l'ordre de 13% sous force très faible.



(a)



(b)

Figure 3.11 Validation thermoélectrique du modèle multiphysique. (a) RCE - comparaison entre méthode A (EF + Matlab) et méthode B (multiphysique), (b) Température maximale - comparaison entre les résultats de simulations numériques multiphysiques et analytiques

Par ailleurs, on peut comparer la température prédite par les simulations multiphysiques avec la température issue de la théorie ( $V_c^2 = 4L(T_c^2 - T_0^2)$ , cf. chapitre 1). Ici, nous prenons la tension issue du modèle éléments finis, mesurée entre la surface inférieure et la surface supérieure du modèle. Un bon accord est trouvé (cf. Figure 3.11 (b)), ce qui valide le calcul de production thermique par effet Joule implantée dans le logiciel de simulation.

En résumé, il semble que, de manière générale, élaborer un modèle EF multiphysique permet de modéliser correctement le comportement du contact : la prise en compte des aires de contact apparaît efficace et la définition des paramètres ECC et TCC permet de retrouver les résultats analytiques classiques de RCE et de température maximale.

### 3.2.1.3. Limitations – approche directe

Les calculs EF multiphysiques en couplage direct demandent des ressources informatiques et des temps de calcul beaucoup plus élevés qu'un calcul EF structure. Le modèle utilisé ci-dessus a demandé 27 heures de résolution, à comparer à 38 minutes. Ainsi, la résolution d'un modèle multiphysique par rapport au modèle mécanique associé peut multiplier le temps de résolution par un facteur 40.

Pourtant ces modèles sont des modèles lisse-lisse et la taille de maille utilisée est de l'ordre de 50 nm. Un calcul structure rugueux-lisse avec une taille de maille de l'ordre de 32 nm peut demander 50 heures de résolution ; utiliser un modèle multiphysique pour un calcul rugueux-lisse avec maillage fin ne semble pas raisonnable.

### 3.2.1.4. Conclusions – approche directe

La modélisation multiphysique en couplage direct avec le logiciel ANSYS a été utilisée pour modéliser le problème du contact pont-plot. Le comportement est validé sur deux points :

- les résultats du comportement mécanique sont conformes aux calculs structure non multiphysiques ;
- les résultats en termes de RCE et de température maximale sont conformes aux modèles analytiques proposés.

Cependant, les temps de calcul avec la modélisation multiphysique directe sont beaucoup trop élevés. Dans ces conditions, la modélisation multiphysique en couplage direct avec ANSYS, bien que très prometteuse a priori, ne permet pas de mener à bien l'étude de contact ohmique rugueux de micro-commutateur.

## 3.2.2. Approche séquentielle

### 3.2.2.1. Description du modèle EF

Une autre approche pour le problème multiphysique est la méthode séquentielle. Le principe de cette méthode est la suivante. Les données d'entrées d'une analyse dépendent des résultats d'une autre analyse, les analyses sont couplées (Figure 3.12).

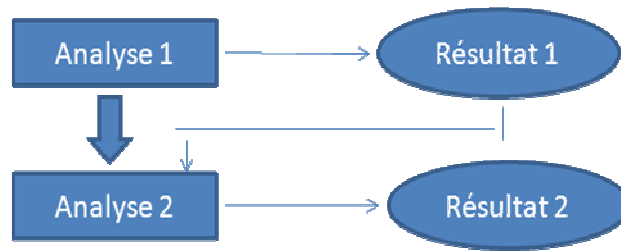


Figure 3.12 Schéma de la méthode du couplage séquentiel

Dans notre problème de contact qui comprend le champ structure et le champ thermoélectrique, deux analyses sont exigées :

- Physique 1, structure: il s'agit de l'analyse mécanique du contact, avec l'élément structure SOLID92 (équivalent de SOLID187 pour une analyse structure seule) ;
- Physique 2, thermoélectrique: il s'agit de l'analyse thermoélectrique avec l'élément couplé SOLID98.

Le Tableau 3.3 montre les éléments pour les deux analyses. Les propriétés matériaux et les constantes ECC et TCC sont définies comme précédemment. La Figure 3.13 montre l'algorithme de cette approche séquentielle.

Tableau 3.3 : Eléments finis pour l'analyse multiphysique avec couplage séquentiel

<b>Analyse</b>	<b>structure</b>	<b>Thermoélectrique</b>
<b>Elément</b>	SOLID92	SOLID98
<b>Conditions aux limites</b>	Force=145 $\mu$ N	$I=60$ mA $T=300$ K

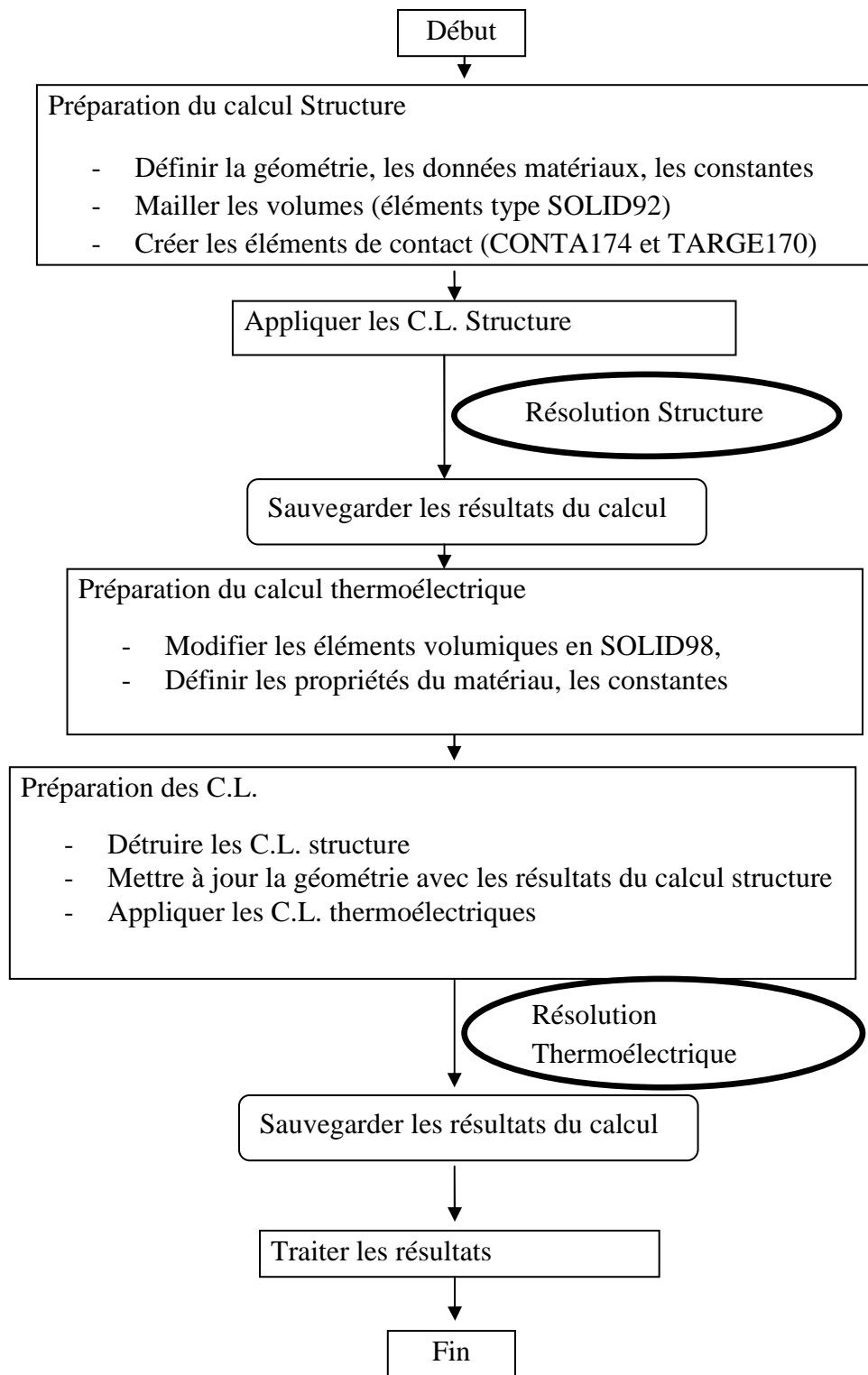


Figure 3.13 Algorithme de l'approche séquentielle de simulations multiphysiques avec ANSYS

### 3.2.2.2. Mise au point : paramètre PINB

Un paramètre de contact ANSYS montre une importance considérable dans les simulations multiphysiques en couplage direct qui ont été réalisées. Il s'agit du paramètre PINB (pour « PINBall region size »), qui définit, autour de chaque nœud des surfaces de contact, une distance de « contact proche ». Ce coefficient est utilisé par les algorithmes de détection du

contact et conditionne en premier lieu, selon la documentation ANSYS, la vitesse d'exécution (plus rapide si le coefficient est faible) et les risques de non-convergence (plus élevés si le coefficient est faible).

Par ailleurs, nos simulations montrent que le coefficient PINB modifie largement les résultats de calcul en termes d'interactions électriques et thermiques, dans le cas des simulations multiphysiques en couplage séquentiel. En effet, le transfert de chaleur est considéré si les points de contact se trouvent dans la région de « pinball » (cf. Figure 3.14). Ainsi, pour un même résultat de calcul structure, une grande valeur de PINB causera un contact thermique plus large, donc une conduction facilitée. La même chose est vraie pour le contact électrique.

La valeur par défaut de ce coefficient est de 0,5, ce qui signifie que la région de « pinball » a une épaisseur qui vaut la moitié de l'épaisseur des éléments associés. Cela cause une chute importante de la température maximale et de la résistance de constriction, par rapport à des simulations strictement équivalentes en couplage direct.

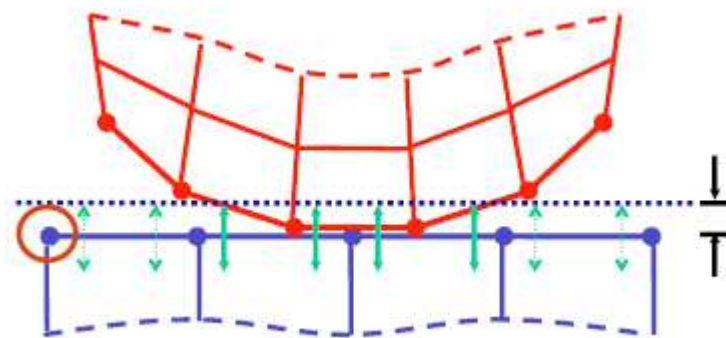
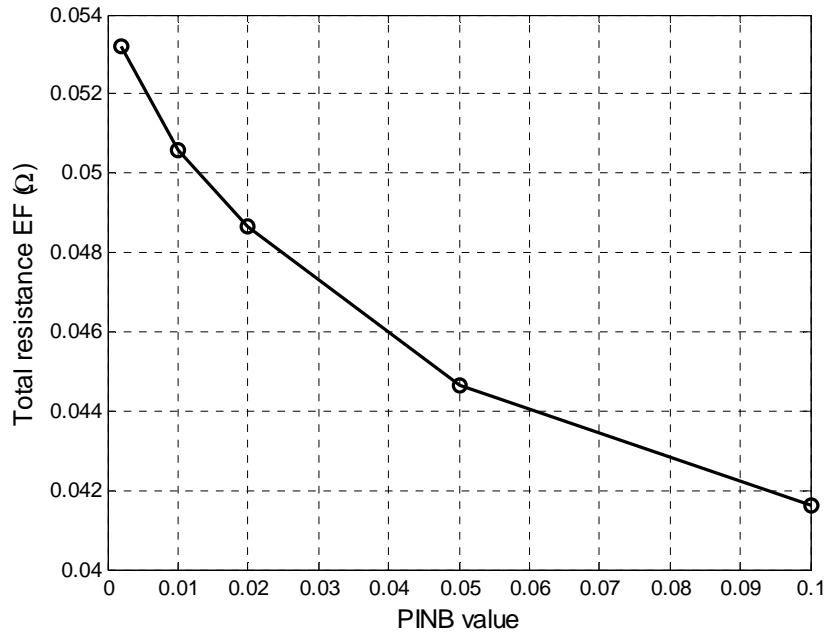


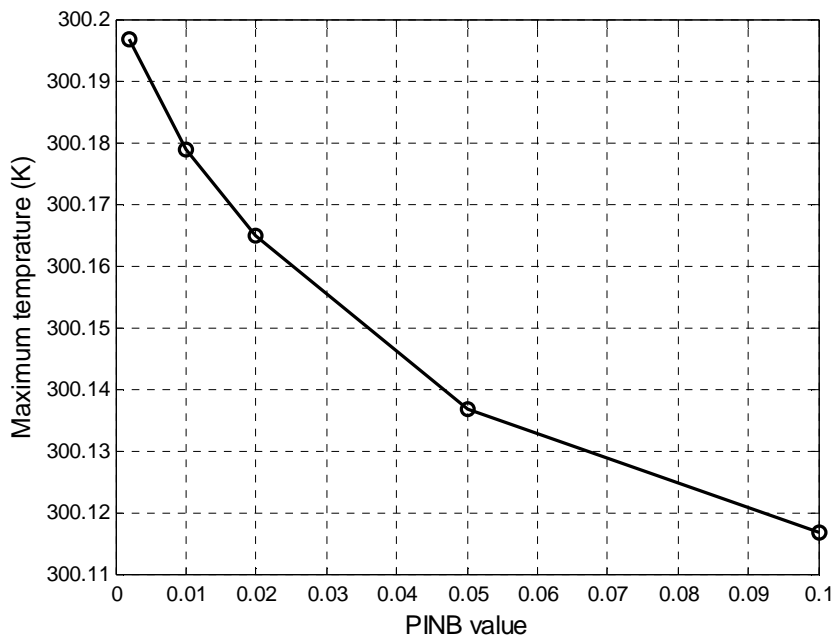
Figure 3.14 « Pinball region » dans un modèle de contact (ANSYS Thermal Analysis Guide, 2009)

Nous avons réalisé une série de simulations de contact lisse-lisse pour différentes valeurs du paramètre PINB, avec un maillage grossier (résolution 130 nm sur la surface de contact). La Figure 3.15 montre les résultats de résistance totale et de température maximale. Comme attendu, la résistance diminue si PINB augmente. Une conséquence directe est la diminution de production de chaleur par effet Joule, et donc la diminution de la température maximale.

Dans la suite, une valeur de 0,01 est prise pour le paramètre PINB. Ce choix a été fait en comparant les résultats de simulations en couplage direct avec le même modèle.



(a)



(b)

Figure 3.15 Influence de PINB sur : (a) la résistance totale, (b) la température maximale

### 3.2.2.3. Validation sur modèle lisse-lisse

La validation d'un modèle en couplage séquentiel est effectuée en deux temps :

- comparaison de résultats mécaniques avec la simulation structure correspondante ;
- comparaison de résultats thermoélectriques avec la simulation en couplage direct correspondante.



Les modèles utilisés ici sont tous de type lisse-lisse, avec une surface de contact de  $1,2\ \mu\text{m} \times 1,2\ \mu\text{m}$ , une taille de maille 40 à 60 nm et utilisent les hypothèses de la partie 3.2.1.1.

### 3.2.2.3.1. *Comportement mécanique*

Le Tableau 3.4 montre quelques grandeurs comparées entre la simulation en couplage séquentiel et la simulation structure. Les valeurs sont très proches, validant ainsi la partie mécanique de la simulation en couplage séquentiel.

Tableau 3.4 : Résultats mécaniques – comparaison calcul structure / couplage séquentiel

	Structure	Couplage séquentiel	Ecart relatif (%)
<b>Interférence (nm)</b>	17,89	18,41	2,90
<b>Aire de contact (nm<sup>2</sup>)</b>	168679	171422	1,61

### 3.2.2.3.2. *Comportement thermoélectrique*

Le Tableau 3.5 montre les résultats de résistance totale et de température maximale obtenus par couplage séquentiel et par couplage direct. Ces valeurs sont aussi considérées suffisamment proches pour valider la simulation en couplage séquentiel. Rappelons toutefois que ces résultats sont très dépendants du choix du paramètre PINB.

Tableau 3.5 : Résultats thermoélectriques couplage direct / couplage séquentiel

	Couplage direct	Couplage séquentiel	Ecart relatif (%)
<b><math>R_t</math> - EF multiphysique (<math>\Omega</math>)</b>	0,0565	0,0545	3,6
<b><math>\Delta T_{Max}</math> - EF multiphysique (K)</b>	0,206	0,192	7,04

De ce qui précède, on retient que la méthode de simulation en couplage séquentiel semble donner des résultats conformes aux simulations en couplage direct.

En revanche, on note un large avantage du calcul en couplage séquentiel au niveau des temps de résolution : si une simulation structure nécessite un temps de calcul unitaire, la simulation en couplage séquentiel nécessite le double et la simulation en couplage direct est trente fois plus longue.

Le couplage séquentiel nous permet donc d'ébaucher une étude de contact ohmique rugueux de micro-commutateur dans la suite de ce chapitre.

### 3.2.2.4. **Résultats avec le modèle de contact rugueux**

Des modèles équivalents à ceux de la partie 2.3 sont élaborés pour simulation en couplage séquentiel :

- modèle rugueux-lisse Au-Au basé sur un relevé AFM de la surface du plot ;
- zone maillée de  $1,2\ \mu\text{m} \times 1,2\ \mu\text{m}$  ;

- force de contact maximale : 145  $\mu\text{N}$  ;
- courant imposé : 60 mA.

Le Tableau 3.6 montre des résultats comparés pour deux tailles de maille, F2 (32 nm) et F6 (96 nm). On note que les résultats sont très proches, pour des temps de résolution très différents.

Rappelons que les deux limites de RCE sont calculées avec la formule de constriction cylindrique (équation (3.7)) pour les spots en régime diffusif. En revanche, pour les spots en régime balistique ou intermédiaire, le rapport  $a/R$  est faible, la résistance de constriction cylindrique est très proche de la résistance de constriction entre demi-espaces et les formules de Sharvin et Wexler (équations (3.2) et (3.3)) sont donc utilisées.

L'écart entre la résistance de constriction évaluée par la méthode A (calcul EF mécanique puis calcul analytique de RCE) et par la méthode B (calcul multiphysique) est sensible.

Les simulations couplées offrent sur le papier un avantage intéressant : elles permettent une évaluation réaliste des interactions électriques entre les spots. Ces interactions peuvent intervenir à hauteur de quelques dizaines de pourcent dans l'évaluation des résistances de constriction, comme l'indiquent les écarts entre limite inférieure et limite supérieure. Néanmoins, nous notons ici que la valeur de résistance par la méthode B est hors de la plage donnée par les limites de résistance avec la méthode A. La valeur de PINB peut être une cause sur cette confrontation, il serait intéressant d'approfondir l'étude sur ce point pour en mettre à jour les causes.

Tableau 3.6 Résultats de simulation de contact rugueux en couplage séquentiel

Modèle : Taille de maille	F6	F2	Ecart relatif (%)
Méthode A – $R_{inf}$ ( $\Omega$ )	0,0253	0,0238	6,1
Méthode A – $R_{sup}$ ( $\Omega$ )	0,0263	0,0269	2,26
Méthode B (multiphysique) ( $\Omega$ )	0,0219	0,0225	2,7
$\Delta T_{Max}$ – (multiphysique) (K)	0,18	0,183	1,65
Temps de calcul (min)	73 (soit 1,2 h)	2298 (soit 38 h)	

La Figure 3.16 (a) et (b) montre le champ de température en surface du plot et une vue en détail sur la zone de contact. En comparant avec le champ de pression de contact sous force maximale (Figure 3.16 (c)), on constate que la température est quasiment uniforme dans la zone de contact apparent. Ceci explique pourquoi la température maximale dépend peu de la résolution du maillage.

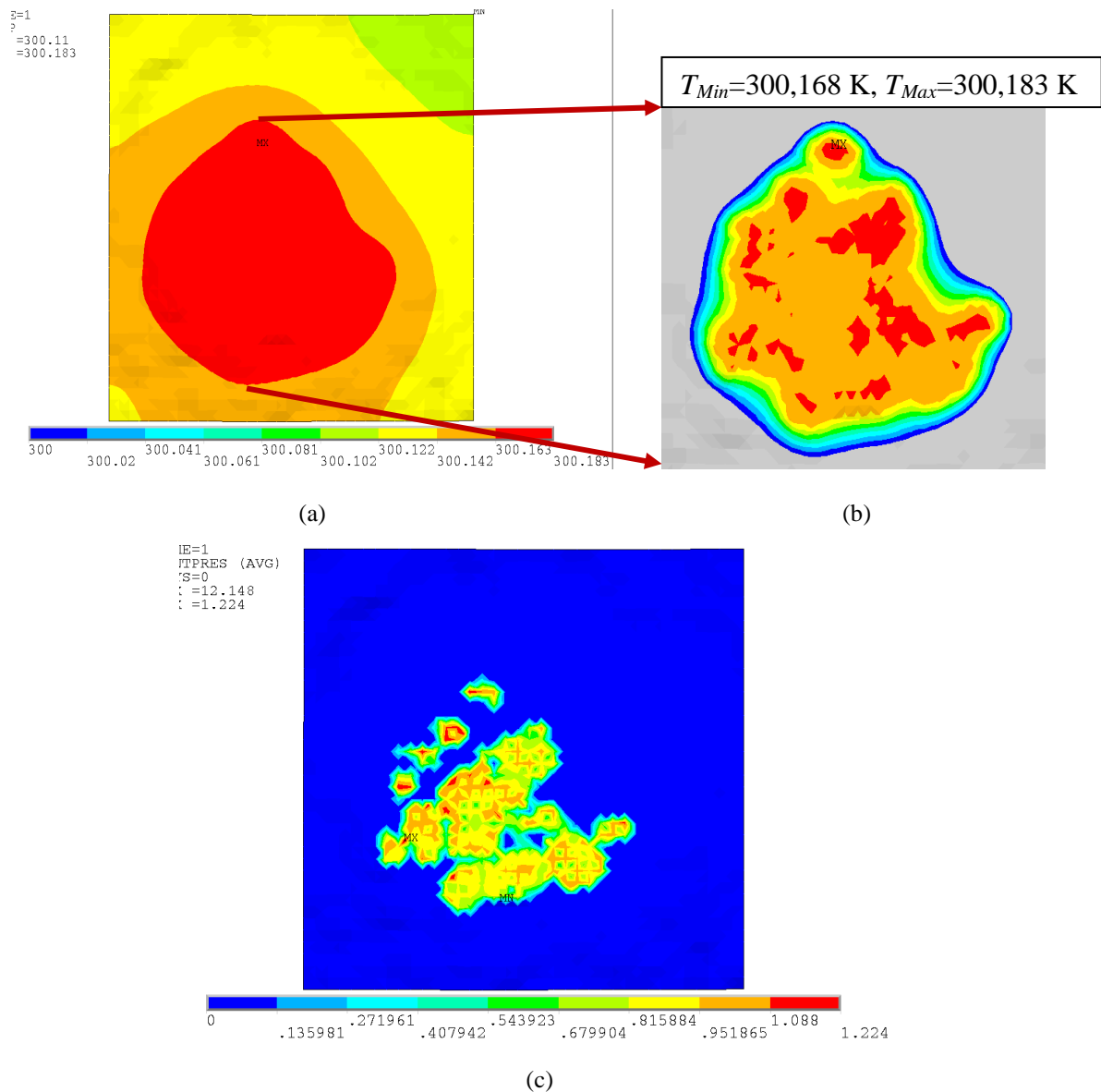


Figure 3.16 Résultats de simulation en couplage séquentiel vus de dessus du plot (contact Au-Au, résolution F2 (32 nm), force de contact 145  $\mu\text{N}$ ) : (a) distribution de température,  $T_{Min}=300 \text{ K}$ ,  $T_{Max}=300,183 \text{ K}$ , (b) température sur la zone de contact,  $T_{Min}=300,168 \text{ K}$ ,  $T_{Max}=300,183 \text{ K}$ , (c) distribution de pression de contact,  $p_{max}=1,224 \text{ GPa}$

Enfin, on note que toutes les valeurs de résistances de contact estimées sont de l'ordre de 25 m $\Omega$ . Les valeurs de résistance mesurées expérimentalement par Broué *et al.* (2009) sont de 1,1  $\Omega$  pour ces conditions. Nous sommes donc à nouveau en présence du problème abordé par Pennec : le problème électrique ne prend pas en compte un phénomène électrique prépondérant, la présence de films isolants, possiblement de contaminants carbonés dans le cas des électrodes en or.

Une conséquence majeure directe est que l'apport de chaleur par effet Joule est beaucoup plus faible dans nos modèles que lors des expérimentations. Il s'ensuit que les valeurs de température évaluées par les modèles ne sont pas réalistes. Par exemple, dans le cas développé ici, les modèles prédisent une augmentation de température au contact de 0,2 K, alors que les estimations réalisées par Broué *et al.* (2009) sont de 80 K.

### **3.2.2.5. Conclusion – méthode de couplage séquentiel**

Les calculs EF avec couplage séquentiel donnent des résultats conformes aux calculs avec couplage direct, avec des temps de calcul beaucoup plus faibles. Il est possible, avec le couplage séquentiel, de mener à terme une simulation couplée mécanique-électrique-thermique sur un problème de contact rugueux tel que ceux posés par l'étude des micro-commutateurs ohmiques. Notons toutefois qu'aucune simulation réalisée ici n'a intégré un couplage complet : effet Joule – augmentation de température – modification des caractéristiques mécaniques du matériau.

Enfin, problème récurrent dans les études de microcontact ohmique, les valeurs de résistance de contact issues des simulations sont beaucoup plus faibles que les valeurs constatées expérimentalement.

### **3.2.3. Conclusion – calcul multiphysique par EF**

Deux approches de simulations EF multiphysiques ont été présentées : par couplage direct, et par couplage séquentiel. Il a été validé que l'implémentation de la gestion du contact dans le logiciel utilisé permet de résoudre un problème de contact rugueux qui implique des déformations plastiques très élevées.

On note que les calculs en couplage direct, théoriquement plus intéressants grâce à leurs possibilités de couplage complet, demandent un temps de résolution beaucoup plus élevé qu'en couplage séquentiel. En conséquence, il n'est pas réaliste pour nous de mener à terme un calcul de microcontact rugueux en couplage direct avec un maillage suffisamment fin.

## **3.3. Conclusion – modélisation du contact électrique**

L'évaluation de la résistance de contact électrique dans un micro-commutateur a été abordée sous deux angles : un calcul analytique de résistance à partir des résultats d'une simulation du contact mécanique (méthode A) et un calcul par éléments finis couplant mécanique et électricité (méthode B).

La méthode A a été utilisée pour étudier l'influence de la finesse de maillage sur le calcul de RCE. Il a été trouvé que le paramètre principal est la déformation plastique cumulée: si elle est faible (matériau plus dur, force plus faible, ou pente des aspérités plus faible), l'influence de la résolution du maillage prend de l'importance et des maillages plus fins que les dimensions typiques des aspérités sont recommandés.

La méthode B avec couplage séquentiel a été utilisée pour traiter un exemple de contact rugueux, qui a confirmé le problème rencontré par Pennec et par les autres équipes de recherche qui ont travaillé à la modélisation du contact ohmique dans les micro-commutateurs : les valeurs de résistance de constriction calculées sont insignifiantes par rapport aux valeurs mesurées expérimentalement, à cause vraisemblablement de la présence de films résistifs en surface des électrodes.

Le chapitre suivant s'intéresse à modéliser ces films résistifs.

## **3.4. Bibliographie du Chapitre 3**

ANSYS Thermal Analysis Guide, 2009.

- Beloufa, Amine. 2010. « Minimization by FEM of the transient electrical contact resistance and contact temperature of power automotive connector ». In *Proceedings of the European conference of chemical engineering, and European conference of civil engineering, and European conference of mechanical engineering, and European conference on Control*, 50–58. ECCE'10/ECCIE'10/ECME'10/ECC'10. Stevens Point, Wisconsin, USA: World Scientific and Engineering Academy and Society (WSEAS). <http://dl.acm.org/citation.cfm?id=1961479.1961490>.
- Broué, A., J. Dhennin, C. Seguineau, X. Lafontan, C. Dieppedale, J.-M. Desmarres, P. Pons, et R. Plana. 2009. « Methodology to analyze failure mechanisms of ohmic contacts on MEMS switches ». In *Reliability Physics Symposium, 2009 IEEE International*, 869–873. doi:10.1109/IRPS.2009.5173369.
- Broué, A., T. Fourcade, J. Dhennin, F. Courtade, P.-L. Charvet, P. Pons, X. Lafontan, et R. Plana. 2010. « Validation of bending tests by nanoindentation for micro-contact analysis of MEMS switches ». *Journal of micromechanics and microengineering* 20: 1-8. doi:10.1088/0960-1317/20/8/085025.
- Cavaliere, P., V. Dattoma, et F.W. Panella. 2009. « Numerical analysis of multipoint CDW welding process on stainless AISI304 steel bars ». *Computational Materials Science* 46 (4) (octobre): 1109-1118. doi:10.1016/j.commatsci.2009.05.020.
- Ghaednia, H., A. Rostami, et R.L. Jackson. 2012. « The Influence of Thermal Expansion and Plastic Deformation on a Thermo-Electro Mechanical Spherical Asperity Contact ». In *2012 IEEE 58th Holm Conference on Electrical Contacts* 1 -7. doi:10.1109/HOLM.2012.6336549.
- Ke, Feixiang, Jianmin Miao, et J. Oberhammer. 2008. « A Ruthenium-Based Multimetal-Contact RF MEMS Switch With a Corrugated Diaphragm ». *Journal of Microelectromechanical Systems* 17 (6) (décembre): 1447 -1459. doi:10.1109/JMEMS.2008.2004786.
- Majumder, S., N.E. McGruer, G. G. Adams, P.M. Zavracky, Richard H. Morrison, et Jacqueline Krim. 2001. « Study of contacts in an electrostatically actuated microswitch ». *Sensors and Actuators A: Physical* 93 (1) (août 25): 19-26. doi:10.1016/S0924-4247(01)00627-6.
- Majumder, S., N.E. McGruer, G.G. Adams, A. Zavracky, P.M. Zavracky, R.H. Morrison, et J. Krim. 1998. « Study of contacts in an electrostatically actuated microswitch ». In *Proceedings of the Forty-Fourth IEEE Holm Conference on Electrical Contacts*, 1998, 127 -132. doi:10.1109/HOLM.1998.722437.
- Monnier, Arnaud, B. Froidurot, C. Jarrige, P. Testé, et R. Meyer. 2007. « A Mechanical, Electrical, Thermal Coupled-Field Simulation of a Sphere-Plane Electrical Contact ». *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 30: 787-795.
- Pennec, Fabienne. 2009. «Modélisation du contact métal-métal: Application aux microcommutateurs MEMS RF». Univ de Toulouse, 2009.
- Rezvanian, O, M A Zikry, C Brown, et J Krim. 2007. « Surface roughness, asperity contact and gold RF MEMS switch behavior ». *Journal of Micromechanics and Microengineering* 17 (10) (octobre 1): 2006-2015. doi:10.1088/0960-1317/17/10/012.

- Shanthraj, P., O. Rezvanian, et M.A. Zikry. 2011. « Electrothermomechanical Finite-Element Modeling of Metal Microcontacts in MEMS ». *Journal of Microelectromechanical Systems* 20 (2) (avril): 371 -382. doi:10.1109/JMEMS.2010.2100020.
- Slade, P. G., éd. 1999. *Electrical Contacts-Principles and Applications*. New York: Marcel Dekker.
- Thompson, Mary Kathryn, et John. M Thompson. 2007. « Considerations for Predicting Thermal Contact Resistance in ANSYS ». In *Proceedings of the 17th KOREA ANSYS User's Conference*. <http://web.mit.edu/mkt/www/2007-ANSYS-Korea-Final-Draft.pdf>.
- Timsit, R. S. 1977. « The Potential Distribution in a Constricted Cylinder ». *Journal of Physics D: Applied Physics* 10 (15) (octobre 21): 2011. doi:10.1088/0022-3727/10/15/005.
- Timsit, R. S. 1988. « The potential distribution in a constricted cylinder ». In *Proc. of 14th Int. Conf. on Electrical Contacts*, 21. Paris.
- Tsai, C. L., W. L. Dai, D. W. Dickinson, et J. C. Papritan. 1991. « Analysis and development of a real-time control methodology in resistance spot welding ». *Welding Research Supplement*: 339s-351s.

# 4. Modélisation d'aspérité simplifiée

## Nomenclature

### Symboles romains

$a$	rayon de spot en contact ou rayon du sommet d'aspérité (m)
$a_{eff}$	rayon effectif de contact (m)
$b$	rayon de base d'aspérité (m)
$d_I$	diamètre de la section de sphère (m)
$Dis$	écrasement supposé de l'échantillon (m)
$h$	hauteur de aspérité en contact (m)
$h_I$	hauteur de nano-spot en contact ou épaisseur du film d'oxyde (m)
$H$	épaisseur totale du matériau du bloc (m)
$Kn$	nombre de Knudsen qui définié par $Kn=l/a$
$l$	libre parcours moyen des électrons (m)
$L$	longueur du bloc (m)
$m$	distance entre les aspérités (m)
$m_I$	distance entre les nano-spots (m)
$n$	nombre d'aspérités en contact
$n_I$	nombre de nano-spots en contact
$r$	rayon de volume cylindrique (m)
$r_I$	rayon de nano-spots (m)
$R_c$	résistance de constriction ( $\Omega$ )
$R_b$	résistance de masse (de l'anglais « bulk ») ( $\Omega$ )
$R_M$	résistance de constriction au mode diffusif ( $\Omega$ )
$R_S$	résistance de constriction au mode balistique ( $\Omega$ )
$R_{int}$	résistance de constriction au mode intermédiaire ( $\Omega$ )
$R_{inf}$	limite inférieure de la résistance de contact pour plusieurs spots ( $\Omega$ )
$R_{sup}$	limite supérieure de la résistance de contact pour plusieurs spots ( $\Omega$ )
$R_t$	résistance totale ( $\Omega$ )
$R_{th}$	résistance de constriction calculée théoriquement ( $\Omega$ )
$R_{sp}$	rayon de la sphère (m)
$t$	épaisseur de la section de sphère ou épaisseur du bloc (m)
$t_I$	épaisseur de la couche mince (m)
$T_c$	température de contact (K)
$T_0$	température ambiante (K)
$T_{max}$	température maximale au niveau de contact (K)

$V_c$	différence de potentiel mesuré aux bornes du contact (V)
$\Delta V$	différence de tension entre l'interface physique de contact et l'isotherme maximale (V)
$W$	largeur du bloc (m)
$Z_{bot}$	altitude de la base sur une aspérité réel (m)
$Z_{cut}$	altitude de troncature sur une aspérité réel (m)
$Z_{top}$	altitude du sommet de l'aspérité la plus haute (m)
$\Delta z$	position de l'isotherme maximale (m)

### Constante

$L$	constant de Lorentz, $2.45 \times 10^{-8}$ (W. $\Omega$ /K <sup>2</sup> )
-----	---

### Symboles grecs

$\alpha$	angle spatial de spot en contact (rad)
$\varepsilon$	pouvoir thermoélectrique absolus des matériaux (V/K)
$\lambda$	conductivité thermique (W/m/K)
$\rho$	résistivité électrique ( $\Omega \times m$ )

### Acronymes

AFM	Microscope à force atomique – de l'anglais Atomic Force Microscopy
ECD	dépôt électrolytique - de l'anglais Electro-Chemical Deposition
EF	Elément Finis
MEMS System	Microsystème électromécanique – de l'anglais Micro Electro Mechanical
PVD	dépôt physique en phase vapeur (de l'anglais Physical Vapor Deposition)
RCE	Résistance de Contact Électrique



# Introduction

Pour bien comprendre le comportement thermoélectrique et les mécanismes de défaillance des microcontacts, la modélisation thermo-électro-mécanique est un outil prometteur. Cependant, les résultats du chapitre 3 montrent que les modèles réalisés sous-estiment très largement la résistance de contact. La cause citée de manière récurrente dans la littérature est la présence de films résistifs en surface des électrodes.

Une conséquence directe de l'évaluation erronée de la résistance de contact est que la température au niveau du contact est aussi largement sous-évaluée par ces modèles. Or, la température dans la zone de contact est un paramètre clé des défaillances de micro-commutateurs, par ses liens avec les phénomènes de ramollissement et de fusion pour ne citer que ceux-là.

Pour tenter de progresser vers une prédiction correcte de la résistance de contact et des champs de température, nous allons créer un modèle simplifié d'une aspérité. Dans un premier temps, le modèle sera élaboré et testé sans prise en compte des films résistifs. Ensuite nous envisagerons plusieurs manières d'ajouter les films résistifs dans ce modèle.

## 4.1. Modèle d'aspérité simplifiée sans film résistif

Ce chapitre se concentre sur la modélisation thermo-électrique des aspérités : les modèles sont donc basés sur des éléments finis multiphysiques qui incluent uniquement les champs thermique et électrique. En d'autres termes, on ne s'intéresse plus à la déformation sous charge des aspérités. Au contraire, on étudie le problème thermo-électrique dans une configuration géométrique qui correspond à un écrasement donné de notre aspérité.

Cette partie s'attache d'abord à décrire le choix de la géométrie simplifiée d'aspérité. Ensuite, un modèle EF basé sur cette géométrie est validé. Enfin, ce modèle est utilisé pour étudier l'influence des paramètres géométriques de l'aspérité sur le problème thermo-électrique.

### 4.1.1. Géométrie de référence d'aspérité

#### 4.1.1.1. Choix d'un modèle géométrique

A l'échelle des aspérités, très peu de recherches ont été menées. Même si l'effet de la pente des aspérités (*cf.* Figure 4.1 (a), aspérité quasi-tronconique infinie) a été étudié par Sano (Sano 1985a), (Sano 1985b), ce paramètre reste en général négligé, étant donné que l'influence de l'angle est faible dans la plage usuelle qui va de quelques degrés à vingt degrés environ. Rezvanian *et al.* (2008) ont créé un modèle EF tridimensionnel et ont montré l'effet de la rugosité initiale sur le fluage. Nous reprenons ici la géométrie tronconique utilisée par Rezvanian *et al.*. Les paramètres d'aspérité suivants doivent être définis (*cf.* Figure 4.1 (b)) :

- $r_1$ , rayon du sommet du tronc de cône
- $L$ , hauteur du tronc de cône
- $\beta$ , angle du cône

Le choix des valeurs pour ces paramètres est basé sur une analyse du relevé AFM de certains de nos échantillons.

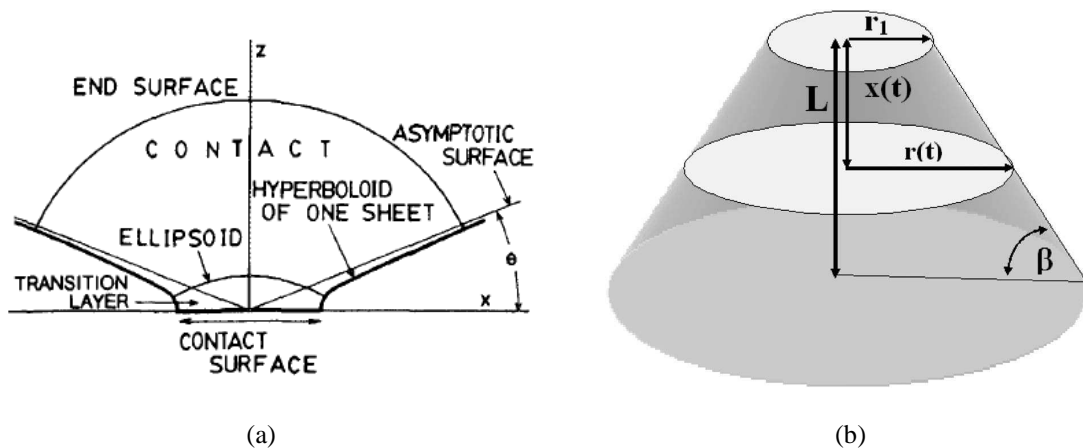


Figure 4.1 Modèles d'aspérité utilisés par (a) Sano (1985a), (b) Rezvanian *et al* (2008)

#### 4.1.1.2. Relevé AFM utilisé

Comme le micro-commutateur fonctionne sous force très faible, de l'ordre de la centaine de microNewtons, le contact se fait uniquement sur les aspérités les plus hautes. Les dimensions X-Y typiques de la base des aspérités vont de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres (R. S. Timsit 2006). La résolution nécessaire pour extraire correctement les paramètres d'aspérité est donc fine, en tout état de cause inférieure à la centaine de nanomètres.

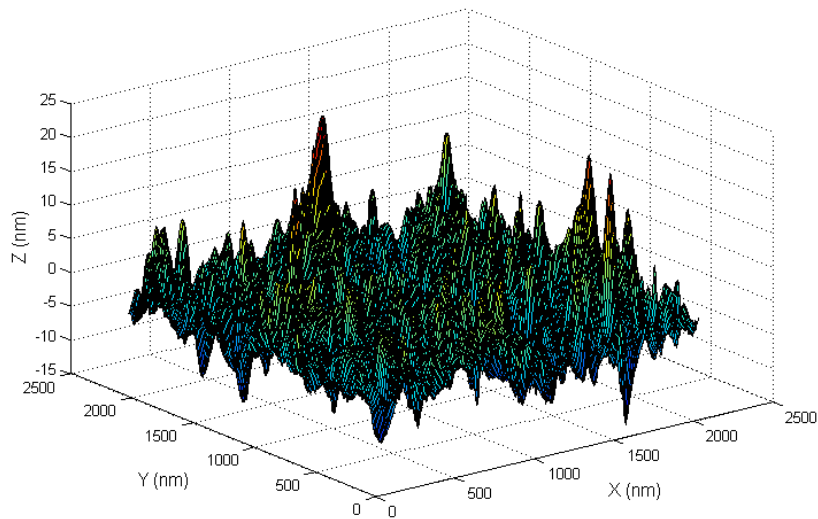
Des échantillons de surface d'or et de ruthénium ont pu être traités. Les relevés AFM utilisés ici correspondent :

- pour le ruthénium, à une zone située sur le haut d'un plot de micro-commutateur,
- pour l'or, à un échantillon plan qui présente une couche d'or électro-déposé, comme sur les contacts de micro-commutateurs (épaisseur de la couche :  $5,6\mu\text{m}$ ).

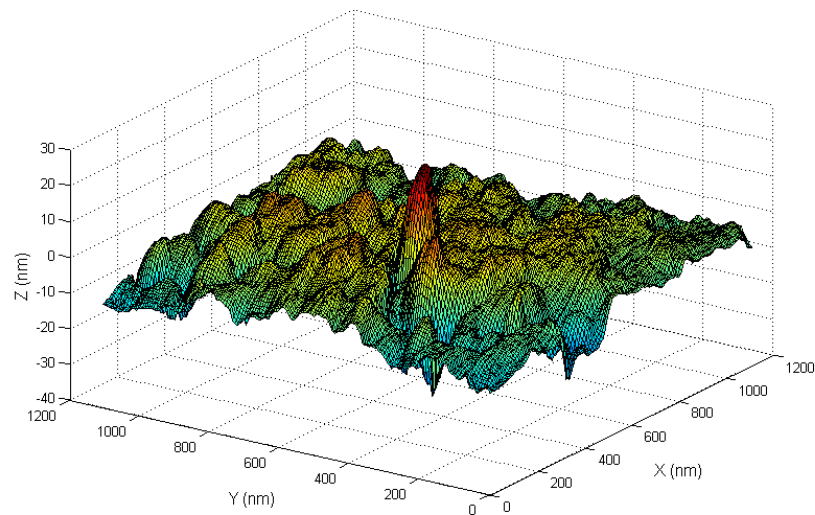
Le Tableau 4.1 donne les détails des dimensions, du nombre de points scannés et de la résolution horizontale. Les profils sont tracés dans la Figure 4.2.

Tableau 4.1 Information de relevé AFM de la surface de contact, en Au et en Ru

Echantillon	Taille de scan ( $\mu\text{m}^2$ )	Lignes de scan	Résolution (nm)
Au	2x2	256x215	7-9
Ru	1,11x1,11	512x512	2.17



(a)



(b)

Figure 4.2 Profils topographiques pour : (a) une surface d'or électro-déposé ;  
(b) une partie de plot en ruthénium

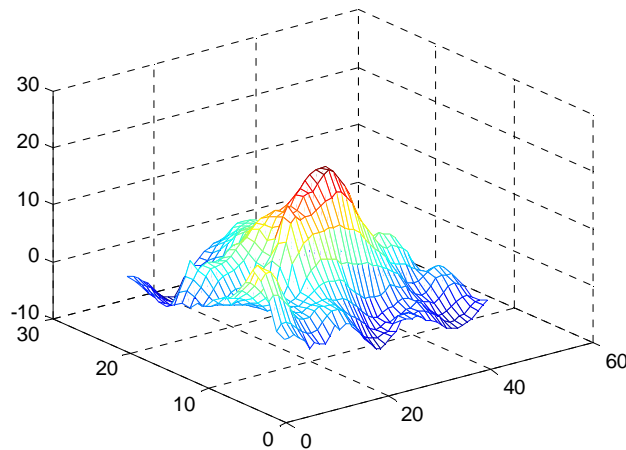
### 4.1.1.3. Méthodologie d'extraction des paramètres

La géométrie typique des aspérités est appréciée sur des relevés AFM : un ensemble d'aspérités est choisi. Sur chacune de ces aspérités, nous relevons les valeurs qui caractérisent sa géométrie sous un écrasement donné.

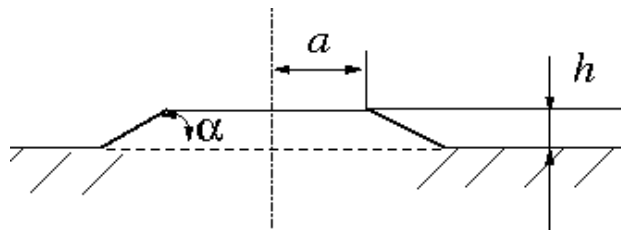
La Figure 4.3 (a) représente une aspérité vue en perspective et un schéma du modèle d'aspérité tronconique utilisé dans notre étude est représenté sur la Figure 4.3 (b). Les paramètres géométriques suivants sont définis dans notre modèle:

- $a$  : rayon du sommet d'aspérité, appelé aussi rayon du spot (de contact)
- $h$  : hauteur d'aspérité

- $\alpha$  : angle du cône.



(a)

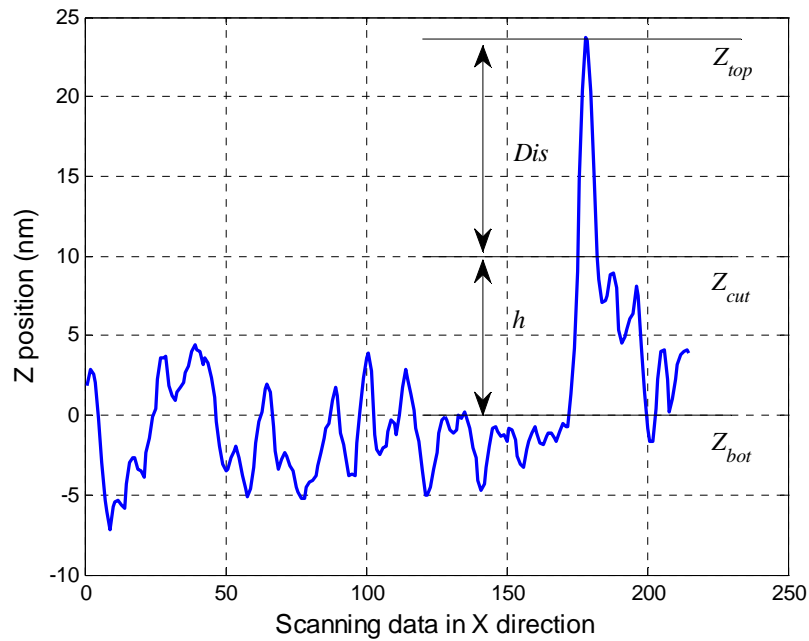


(b)

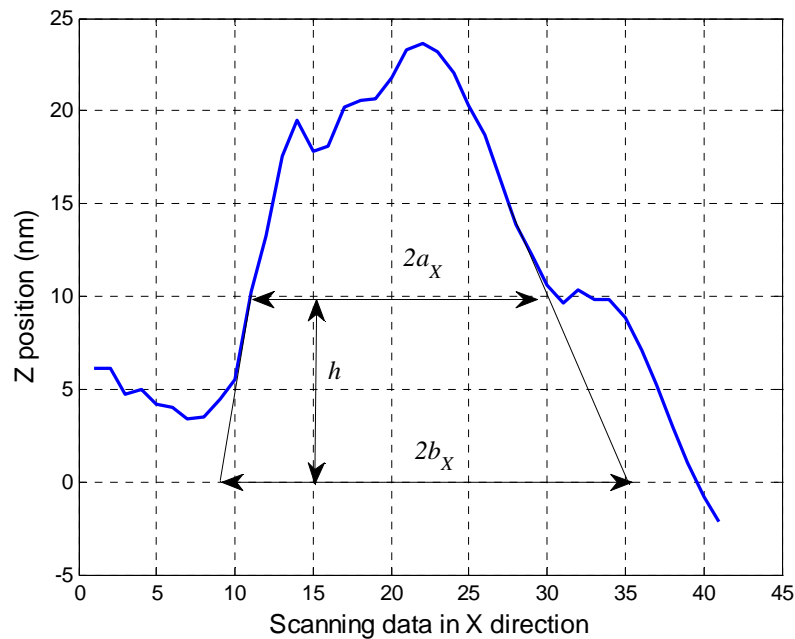
Figure 4.3 Profil d'une aspérité (a) en vue 3D, (b) modèle tronconique

La figure 4.4 illustre le protocole de relevé des paramètres sur une aspérité réelle :

- détermination des altitudes globales utiles :
  - o altitude  $Z_{top}$  du sommet de l'aspérité la plus haute
  - o altitude de troncature  $Z_{cut}$ , qui correspond à l'écrasement supposé de l'échantillon  $Dis$ , et on a  $Z_{cut} = Z_{top} - Dis$
- pour chaque aspérité, relevé ou calcul :
  - o de l'altitude de la base  $Z_{bot}$
  - o de la hauteur :  $h = Z_{cut} - Z_{bot}$
  - o du rayon du spot,  $a$ , défini par la moyenne des mesures en coupe  $X$  et en coupe  $Y$  :  $a = (a_x + a_y) / 2$
  - o du rayon de la base :  $b = (b_x + b_y) / 2$
  - o de l'angle  $\alpha = \arctan (h / (b - a))$



(a)



(b)

Figure 4.4 Profil d'une aspérité et protocole de relevé de paramètres en coupe X  
(a) vue d'ensemble (b) détail d'une aspérité

Le paramètre  $Dis$  est choisi sur la base de simulations mécaniques de contact, comme étant représentatif de l'écrasement de la plus haute aspérité en contact sous l'effort maximal utilisé expérimentalement :

- pour un contact Au-Au, sous  $145 \mu\text{N}$ , on prend  $Dis = 12 \text{ nm}$
- pour un contact Ru-Ru, sous  $200 \mu\text{N}$ , on prend  $Dis = 8 \text{ nm}$

#### 4.1.1.4. Résultats d'extraction des paramètres d'aspérité

Des paramètres extraits à partir des deux relevés AFM sont présentés dans le Tableau 4.2 et le Tableau 4.3, pour les échantillons Au et Ru respectivement.

Tableau 4.2 Paramètres des aspérités relevés sur l'échantillon d'or

aspérité	$Z_{top}$ (nm)	$Z_{cut}$ (nm)	$a$ (nm)	$h$ (nm)	$\alpha$ (°)	$b$ (nm)
1	23,67	10	56,4	10	19,5	84,6
2	13,03	10	17	10	18,8	46,4
3	19,61	10	30,8	10	18,9	60,1
4	11,02	10	12,5	10	15,3	49
5	20,06	10	34	10	16	68,8

Tableau 4.3 Paramètres des aspérités relevés sur l'échantillon de ruthénium

aspérité	$Z_{top}$ (nm)	$Z_{cut}$ (nm)	$a$ (nm)	$h$ (nm)	$\alpha$ (°)	$b$ (nm)
1	27,7	20	36,1	12	27,5	59
2	16,4	10	32,5	7	12	65
3	11,6	8	65,2	6	10,5	97,8
4	8,98	7	53	3	6	81,5

Le Tableau 4.3 montre que la surface de ruthénium présente une aspérité beaucoup plus haute que toutes les autres. La valeur choisie pour l'écrasement  $Dis$  est relativement faible, donc les autres aspérités sont trop basses pour être tronquées à la même altitude. Pour cet échantillon, les valeurs de  $Z_{cut}$  sont donc ajustées individuellement pour obtenir des aspérités tronquées.

Ainsi nous avons relevé les rayons des spots avec une méthode géométrique basée sur un écrasement supposé. Par ailleurs, on obtient par simulation EF du contact mécanique des rayons des spots de contact, de la même manière que dans le chapitre 2. Un résultat de simulation sur l'échantillon traité plus haut est donné sur la Figure 4.5. La comparaison des valeurs de rayon équivalent  $a$  des spots obtenues par les deux méthodes confirme la cohérence : les rayons vont de quelques dizaines à une centaine de nanomètres.

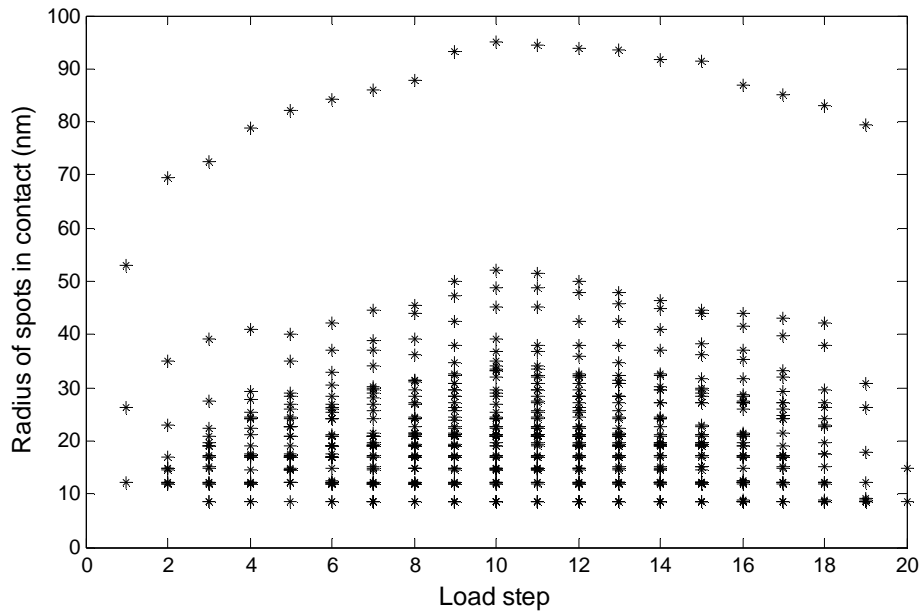


Figure 4.5 Résultats de simulation EF pour un contact Au-Au : rayons des spots en contact en fonction des pas de chargement

## 4.1.2. Modèle EF d'une aspérité unique

Un modèle EF d'une unique aspérité simplifiée est créé sur la base des paramètres relevés précédemment. Ce modèle sera d'abord validé, puis l'influence des différents paramètres sera étudiée.

### 4.1.2.1. Description des modèles

La Figure 4.6 (a) montre un maillage réalisé avec le logiciel ANSYS. Ce maillage représente une aspérité de forme tronconique sur un morceau de plot de forme sphérique, conformément aux micro-commutateurs utilisés expérimentalement.

Ce maillage est symétrique par rapport au plan  $(O, X, Y)$  ; on peut cependant définir des propriétés de matériaux différentes pour un contact Au-Ru par exemple.

Le type d'élément fini utilisé pour ce modèle est « SOLID227 » avec l'option « DOF=110 » : les degrés de liberté thermique (température  $T$ ) et électrique (tension électrique  $V$ ) sont activés et les degrés de liberté structure (déplacements  $X, Y, Z$ ) sont désactivés.

Le maillage est fin dans le volume de l'aspérité, et progressivement très grossier dans le volume du plot.

Les conditions aux limites choisies sont les suivantes :

- température sur les surfaces inférieure et supérieure du modèle :  $T = 20 \text{ °C}$  ;
- tension uniforme sur la surface inférieure :  $V = 0 \text{ V}$  ;
- courant électrique uniforme normal à la surface supérieure :  $I = 10 \text{ mA}$  au total ;
- tension libre mais uniforme sur la surface supérieure (degrés de liberté couplés).

Les propriétés thermoélectriques du matériau sont données dans le Tableau 4.4. Le libre parcours moyen des électrons pour le ruthénium est issu de (Ke *et al.* 2008).

Tableau 4.4 Propriétés thermoélectrique pour les métaux Au et Ru

Matériau	Au	Ru
Résistivité électrique $\rho$ ( $\Omega \text{ m}$ )	$22,14 \times 10^{-9}$	$76 \times 10^{-9}$
Conductivité thermique $\lambda$ ( $\text{W}/(\text{m K})$ )	318	117
Libre parcours moyen $l$ (nm)	38	10

### 4.1.2.2. Influence de la géométrie et de la dimension de la masse

#### 4.1.2.2.1. Masse sphérique et masse parallélépipédique

Le modèle ci-dessus considère un plot hémisphérique, sur lequel une aspérité est ajoutée. Construire des maillages de ce type mais comportant plusieurs aspérités est relativement ardu. Nous remplaçons donc l'hémisphère par un bloc parallélépipédique (Figure 4.7) que nous appelons « bloc ». Nous nous proposons donc de valider cette modification et parallèlement, d'étudier les effets du choix des dimensions de la masse.

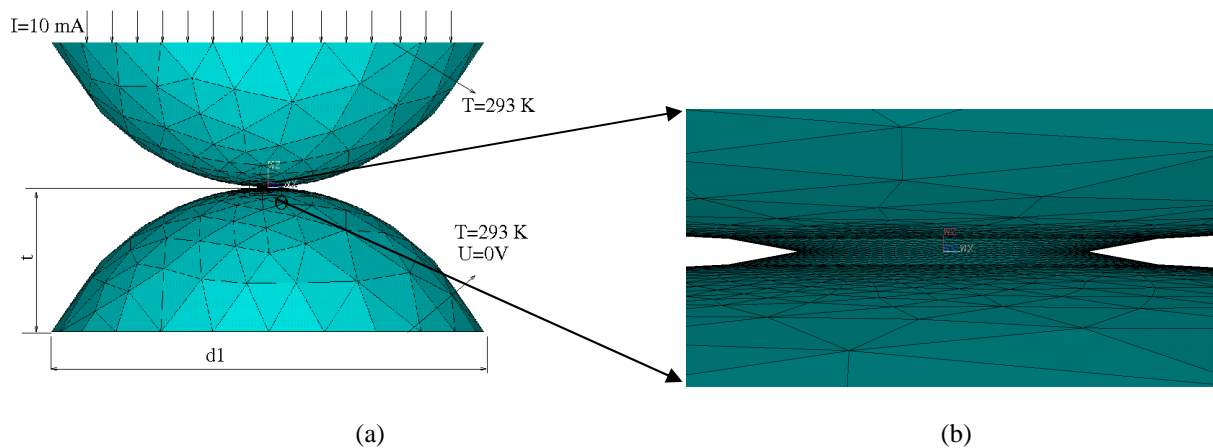


Figure 4.6 Maillage d'une aspérité sur plot. (a) Vue globale, (b) détail de l'aspérité

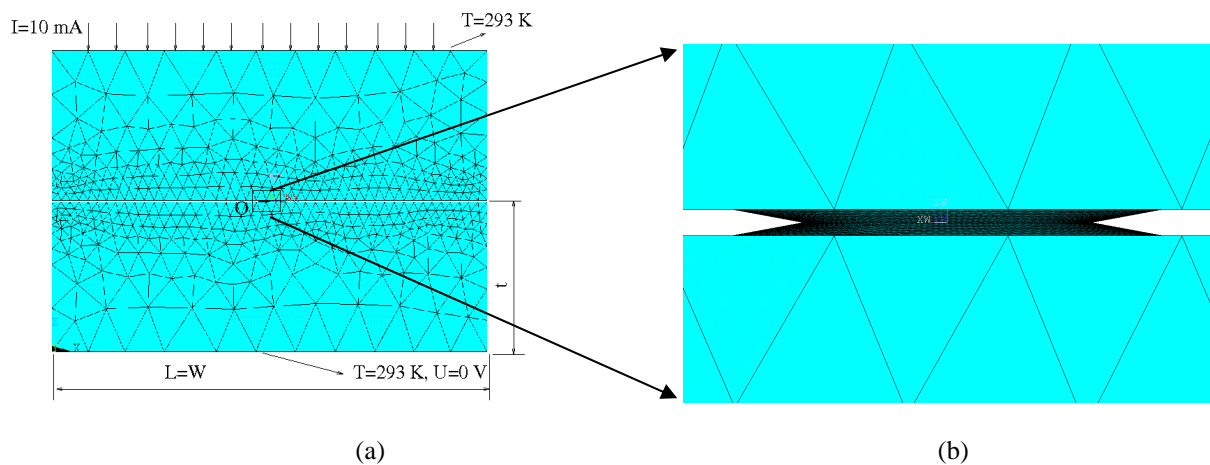


Figure 4.7 Maillage d'une aspérité sur masse parallélépipédique. (a) Vue globale, (b) détail de l'aspérité



#### 4.1.2.2.2. *Modèle de base*

Plusieurs modèles sont créés pour un contact Au-Au, sans film isolant, avec différentes dimensions de masse et d'aspérité.

Les dimensions de masse sont choisies comme suit :

- $R_{sp} = 2 \mu\text{m}$  : rayon de la sphère, correspond au rayon de courbure du plot des micro-commutateurs utilisés dans le chapitre 2 ;
- $t = 1 \mu\text{m}$  : épaisseur de la section de sphère, prise égale à l'épaisseur de la couche d'or des micro-commutateurs ; l'épaisseur du bloc est prise la même valeur.
- $d_1 = 3,5 \mu\text{m}$  (précisément, 3464 nm) : diamètre de section de sphère, calculé à partir de  $R_{sp}$  et  $t$ , (cf. Figure 4.6) ;
- $L = W = d_1$  : longueur et largeur du bloc parallélépipédique, pris égaux au diamètre  $d_1$  de la section de sphère.

Nous ferons référence à l'ensemble de ces valeurs en parlant de modèle «  $D^*$  ».

Les paramètres géométriques des aspérités sont choisis comme suit :

- $h = 6 \text{ nm}$  ;
- $\alpha = 10,5^\circ$  ;
- $a$  variable dans la plage 10 nm - 200 nm.

L'influence de  $h$  et  $\alpha$  sera étudiée par la suite.

#### 4.1.2.2.3. *Effet du type de masse*

Les simulations sont exécutées pour le modèle avec les dimensions  $D^*$  ( $R_{sp} = 2 \mu\text{m}$ ,  $L = W = d_1 = 3,5 \mu\text{m}$  et  $t = 1 \mu\text{m}$ ) et un rayon de spot  $a$  dans la plage 13 nm - 210 nm. Pour chaque simulation, on évalue la résistance de constriction conformément à ce qui a été fait dans le chapitre 3 :

- les résistances notées  $R_t$  sont calculées en divisant la tension (résultat de simulation) par le courant (donnée de modèle). L'indice  $t$  désigne donc la résistance totale relevée sur le modèle ;
- les résistances notées  $R_c$  sont les résistances de constriction. Elles sont calculées en soustrayant à  $R_t$  la résistance de bloc calculée analytiquement, par l'expression  $R = \rho l / S$  dans le cas du bloc, ou par une intégration équivalente dans le cas de la sphère.

Les valeurs de  $R_c$  sont montrées sur la Figure 4.8. On trouve des écarts de l'ordre de 5% entre les modèles avec sphère et les modèles avec bloc, ce qui est de l'ordre de grandeur estimé de l'erreur due à la finesse de maillage. On adoptera donc dans la suite le modèle de bloc parallélépipédique. Il faut cependant garder présent à l'esprit que l'erreur commise dépend de la courbure du plot. En l'occurrence, l'erreur sera plus importante si la courbure du plot est plus faible.

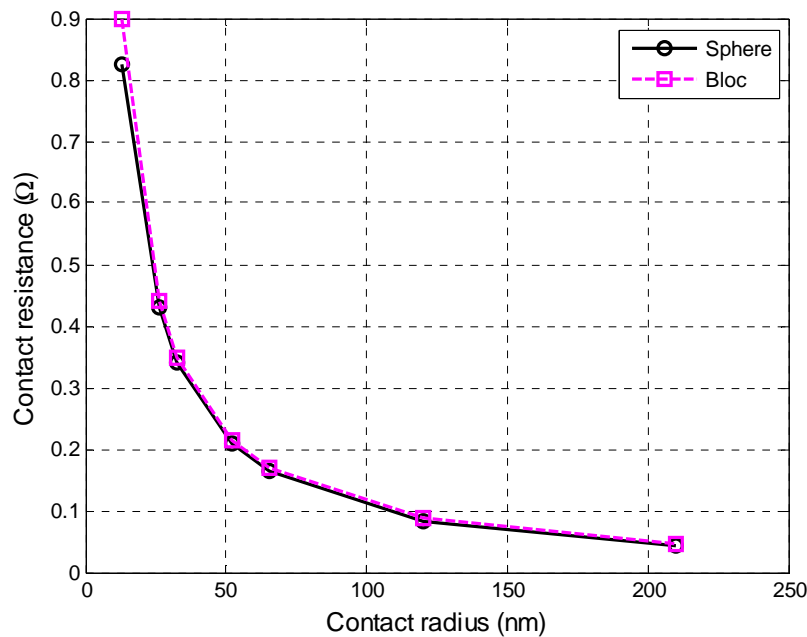


Figure 4.8 Modèle d'aspérité – Comparaison sphère / bloc : résistance  $R_c$  en fonction du rayon de spot

#### 4.1.2.2.4. Influence des dimensions du bloc parallélépipédique

Le rayon de spot est maintenant pris constant ( $a = 65,2$  nm) et nous faisons varier la dimension du bloc. Deux simulations supplémentaires sont réalisées, avec :

- une épaisseur du bloc diminuée à 500 nm ; la longueur  $L$  et largeur  $W$  sont modifiées en conséquence (imaginant une masse sphérique,  $L=W= d_1$ , et  $d_1$  est calculé à partir de  $R_{sp}$  et  $t$  ;
- des dimensions horizontales du bloc augmentées à  $L=W=5$  μm.

Le Tableau 4.5 montre les résultats de ces deux cas de simulation comparés au cas de référence  $D^*$  (ligne 1 du tableau). La comparaison de la ligne 1 avec la ligne 2 montre que, si l'on réduit la largeur de 24%, la résistance de constriction évaluée diminue de 3%. Nous garderons donc dans la suite une largeur élevée, avec  $t = 1000$  nm.

La comparaison de la ligne 1 avec la ligne 3 montre qu'augmenter la largeur de 44% modifie la résistance de constriction évaluée de 0,6%. Il n'est donc pas utile de mailler une zone plus large que le modèle de base. Rappelons que l'épaisseur n'est pas augmentée pour la ligne 3 car sa valeur est déjà égale à l'épaisseur de la couche conductrice des micro-commutateurs considérés dans le chapitre 3.

Tableau 4.5 Modèle d'aspérité – influence de la dimension de bloc

Simu.	$L=W$ (nm)	$t$ (nm)	$a$ (nm)	$R_t$ (Ω)	$R_c$ (Ω)	$R_{th}$ (Ω)
1	3464	1000	65,2	0,1705	0,1686	0,1698
2	2644	500	65,2	0,1636	0,1635	0,1698
3	5000	1000	65,2	0,1704	0,1696	0,1698

#### 4.1.2.2.5. Conclusion- géométrie et dimension de la masse

Dans la suite, on construira les modèles EF sur une base de bloc parallélépipédique de largeur 3,5  $\mu\text{m}$  et de hauteur 1  $\mu\text{m}$ . On a montré que les erreurs induites sont acceptables pour notre étude.

#### 4.1.2.3. Validation du modèle EF par calcul analytique

Cette partie est consacrée à la validation du modèle EF par un calcul analytique.

Dans le cas des micro-commutateurs, le contact fonctionne sous force faible. Les contacts au niveau des aspérités, appelés « a-points » ou spots de contact, ont une dimension typique de l'ordre de quelques dizaines ou centaines de nanomètres. Comme le libre parcours moyen pour l'or est de 38 nm, le régime de transport électronique au contact peut être soit diffusif, soit intermédiaire, soit balistique.

La Figure 4.9 (a) montre les résultats en régime diffusif et la Figure 4.9 (b) montre les résultats en modes balistique et intermédiaire.

En ce qui concerne les résultats pour le mode diffusif, nous comparons les résultats EF à la valeur analytique proposée par Holm (1967) (équation (1.52)) et par Slade (1999) (équation (3.7)), rappelons les formules ci-dessous :

$$R_{th,Holm} = (\rho / 2a) \quad (4.1)$$

$$R_{th,Slade} = \frac{\rho}{2a} \left[ 1 - 1,41581 \frac{a}{r} + 0,06322 \left( \frac{a}{r} \right)^2 + 0,15261 \left( \frac{a}{r} \right)^3 + 0,19998 \left( \frac{a}{r} \right)^4 \right] \quad (4.2)$$

Où  $r$  est le rayon de volume cylindrique.

Nous trouvons que :

- Les valeurs de  $R_c$  obtenues par simulation sont très légèrement inférieures à la valeur analytique  $R_{th}$  proposée par Holm (équation (1.52)). Ceci est raisonnable, compte tenu du fait que la formule analytique de Holm suppose que les éléments en contact sont infinis (un demi-espace pour chaque élément). Ici, on note que, *a priori*, le rapport du rayon du spot à la dimension de la masse n'est pas suffisamment petit pour considérer une constriction entre solides semi-infinis pour les plus grandes valeurs de  $a$ . Toutefois, le modèle numérique donne des résultats conformes aux expressions analytiques de constriction semi-infinie. Cela indique que l'erreur commise reste acceptable.
- L'écart entre les valeurs issues des simulations et les valeurs calculées devient élevé lorsque le rayon du spot augmente. Cela correspond au fait que la résistance de la masse devient de moins en moins négligeable devant la résistance de constriction.
- Lorsque le rayon de spot est supérieur à 50 nm, les valeurs de  $R_c$  EF sont sensiblement plus proches des valeurs calculées avec la formule de Slade (équation (3.7)) qu'avec celle de Holm (équation (1.52)). En effet, la formule de Slade prend en compte la dimension finie de la masse, et l'écart avec la formule de Holm est d'autant plus sensible que le rayon de spot est grand.

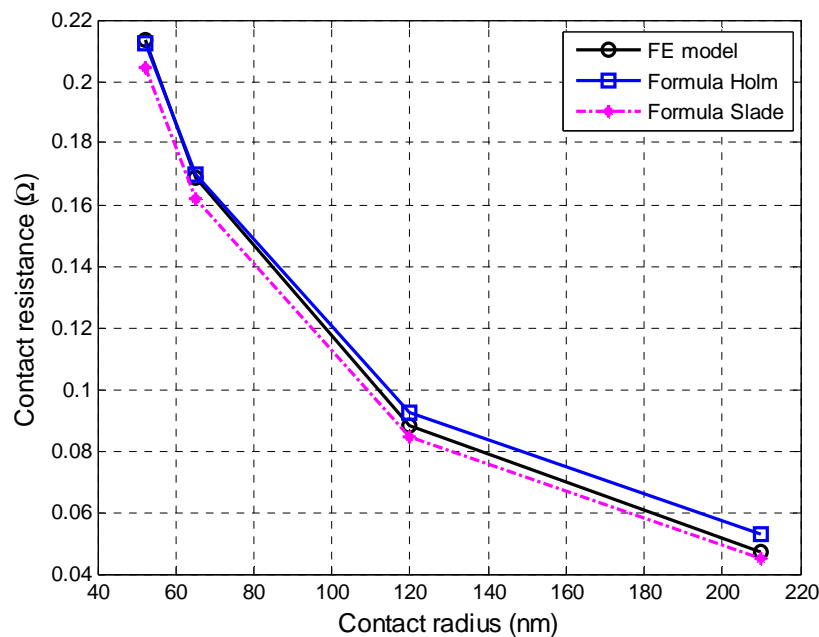
Nous notons que l'écart entre  $R_{c,EF}$  et  $R_{th,Holm}$  reste toutefois faible (maximum de 11% avec  $a = 130$  nm par rapport à l'écart maximum de 5% entre  $R_{c,EF}$  et  $R_{th,Slade}$ ). Nous en déduisons

que le modèle EF donne des résultats assez proches du calcul analytique quand le rayon du contact est supérieur à 50 nm, ce qui correspond au cas de transport diffusif.

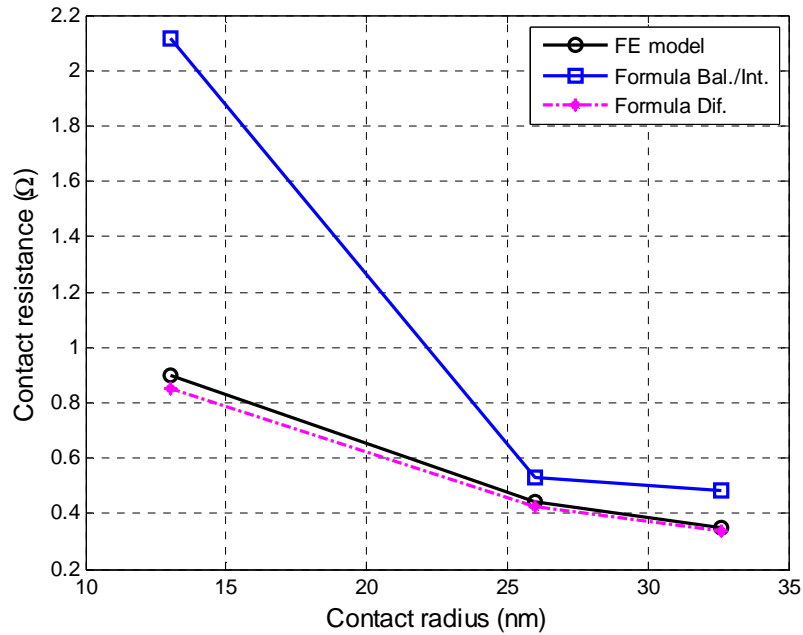
Quant aux modes balistique et intermédiaire, la Figure 4.9 (b) montre les résultats de simulations EF, comparés aux calculs analytiques en régime intermédiaire (équation (1.54)), balistique (équation (1.53)), et diffusif (équation (1.52)). Conformément à ce qui est attendu, on constate que l'erreur commise par les calculs en mode diffusif est d'autant plus grande que la dimension du spot de contact est faible.

Les implications de ce constat sont :

- Une erreur assez importante est susceptible d'entacher les résultats de simulations EF pour lesquelles les spots de contact sont tous de dimension faible par rapport au libre parcours moyen des électrons. On pense en particulier à des cas où l'effort de contact est faible.
- Avec les valeurs d'effort maximal des essais expérimentaux utilisés dans cette thèse, on constate que les spots les plus importants ont un rayon équivalent suffisant pour assurer une erreur faible. Les spots dont le rayon correspond au régime balistique sont alors de moindre importance sur la résistance globale du contact et l'erreur globale est négligeable.



(a)



(b)

Figure 4.9 Résistance de constriction en fonction du rayon de spot : comparaison des résultats numériques avec les expressions analytiques (a) en régime diffusif, (b) en régime diffusif et régime balistique ou intermédiaire

Ainsi, le modèle EF d'aspérité est bien validé par le calcul analytique ; ce modèle donne la résistance de constriction de manière très satisfaisante si le rayon du contact est supérieur à 50 nm. En revanche, il ne peut pas modéliser correctement le problème en mode balistique ou intermédiaire et les erreurs peuvent être grandes pour des rayons petits, par exemple inférieurs à une vingtaine de nanomètres dans le cas de l'or. Dans la partie suivante, nous évaluerons l'influence des paramètres géométriques des aspérités sur la résistance de constriction et le champ de température en régime établi.

#### 4.1.2.4. Influence des paramètres géométriques de l'aspérité

Les expressions théoriques couramment utilisées pour évaluer la résistance électrique d'un spot de contact ne dépendent pas de paramètres géométriques autres que le rayon de spot  $a$ . On souhaite évaluer également l'influence de la hauteur d'aspérité  $h$  et l'angle de pente d'aspérité  $\alpha$  sur la résistance de contact.

Contrairement aux modèles développés dans les parties 4.1.2.2 et 4.1.2.3, le modèle ci-dessous est bimétallique, avec un contact Au-Ru en l'occurrence. Or, dans le cas de contact bimétallique, la température maximale n'est plus localisée exactement à l'interface de contact. Dans cette partie, nous évaluerons par simulation la localisation de l'isotherme maximale, et nous comparerons avec les résultats analytiques. De plus, nous étudierons l'influence sur cette localisation de certains paramètres géométriques des aspérités.

##### 4.1.2.4.1. Modèles numériques

Les modèles destinés à évaluer la position de l'isotherme maximale comportent un contact Au-Ru supposé parfait (pas de film résistif en surface des spots de contact). Les dimensions de la masse sont inchangées :  $L = W = 3,5 \mu\text{m}$  et  $t = 1000 \text{ nm}$ .

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- température imposée sur les surfaces inférieure et supérieure :  $T = 20 \text{ °C}$  ;
- tension imposée nulle sur la surface inférieure :  $V = 0 \text{ V}$  ;
- tension libre mais uniforme sur la surface supérieure (degrés de liberté couplés) ;
- densité de courant uniforme imposée à travers la surface supérieure, avec au total  $I = 10 \text{ mA}$ . Cette valeur assure *a priori* que l'effet Joule est négligeable au niveau du contact (Broué *et al.* 2010).

#### 4.1.2.4.2. *Influence du rayon de spot*

Dans cette série de simulations, la hauteur et la pente de l'aspérité sont fixées :  $h=6 \text{ nm}$  et  $\alpha=10,5^\circ$ . Le rayon du spot varie dans la plage 13-130 nm.

Pour le contact Au-Ru, le libre parcours moyen des électrons est très différent dans les deux métaux. La résistance de constriction est donc calculée pour chaque élément de contact séparément. On divise donc par 2 les expressions du chapitre 1 et on notera  $R_1$  et  $R_2$  les résistances de constriction de chaque élément du contact :

$$R_{Mi} = \frac{\rho_i}{4a} \quad (4.3)$$

$$R_{Si} = \frac{2\rho_i l_i}{3\pi a^2} \quad (4.4)$$

$$R_{int i} = R_{Si} + \Gamma(Kn)R_{Mi} \quad (4.5)$$

où  $i = 1, 2$ , et avec :

$$\Gamma(Kn) = \frac{1+0,83Kn}{1+1,33Kn} \quad (4.6)$$

où  $Kn$  est le nombre de Knudsen, défini par  $Kn=l/a$ .

La résistance de constriction est calculée dans chaque matériau en tenant compte du libre parcours moyen des électrons du matériau considéré. La résistance de contact est alors la somme de deux termes,  $R_c = R_{c1} + R_{c2}$ .

Pour les comparaisons simulation/théorie qui suivent, sauf précision contraire, l'évaluation des grandeurs théoriques est effectuée de la manière suivante :

- les calculs analytiques de résistance de constriction sont effectués avec les expressions analytiques des équations (4.3)-(4.5) ;
- les calculs analytiques de température maximale sont mis en œuvre par : calcul de résistance de constriction  $R_c$  par l'expression analytique, puis calcul de la tension  $V_c=R_c I$ , puis calcul de la température maximale par l'équation (4.7);
- les calculs analytiques de la position de l'isotherme maximale sont effectués avec l'équation (4.8)

$$T_c = \sqrt{\frac{V_c^2}{4L} + T_0^2} \quad (4.7)$$

$$\Delta z = a_{eff} \left[ \frac{\rho_{1,m} + \rho_{2,m}}{2\rho_{2,m}} \left( \frac{\Delta V}{V_c} \right) \left( \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \right) + \tan \left( \frac{\pi}{4} \left( 1 - \frac{\rho_{1,m}}{\rho_{2,m}} \right) \right) \right] \quad (4.8)$$

$T_0$  est la température ambiante, et  $\Delta V$  la différence de tension entre l'interface physique de contact et l'isotherme maximale, qui peut être calculé avec :

$$\Delta V = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(T_c - T_0) \quad (4.9)$$

Où  $\varepsilon$  est le pouvoir thermoélectrique absolus des matériaux,  $\varepsilon_1=0,83$  ( $\mu\text{V/K}$ ) pour l'or et  $\varepsilon_2=0,3$  ( $\mu\text{V/K}$ ) pour ruthénium.

Les Figure 4.10 (a) et (b) montrent l'influence du rayon des spots sur la résistance de contact et la température maximale. On observe que, lorsque le rayon de spot diminue :

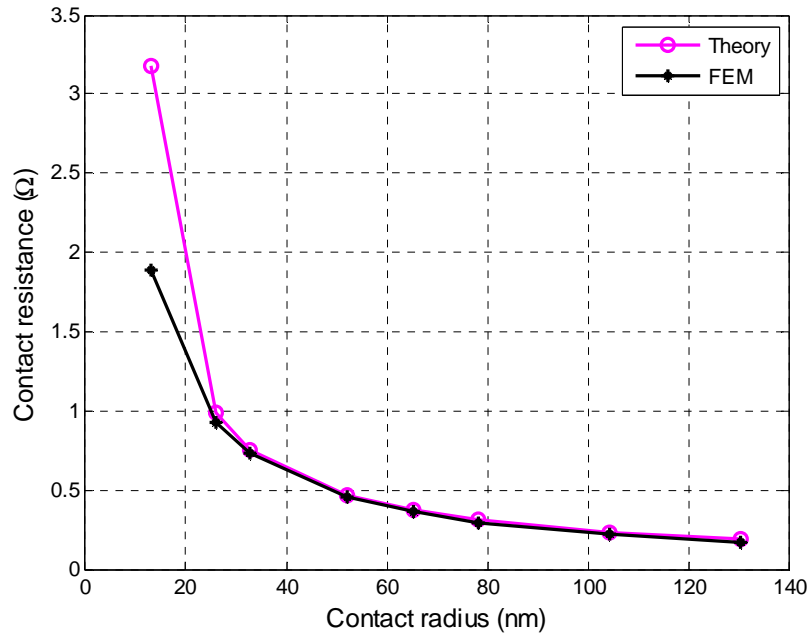
- la résistance électrique augmente ;
- la température maximale au contact augmente.

Comparons les résultats des simulations et les résultats des calculs analytiques. La résistance électrique et la température maximale sont correctement évaluées lorsque le rayon  $a$  du spot de contact est supérieur ou égal à 26 nm ; avec  $a=13$  nm, l'écart sur la résistance passe à 44%. Ceci est un résultat attendu, puisque tous nos modèles EF électriques sont basés sur la théorie du transport diffusif, donc a priori adaptés à des contacts de dimension supérieure au libre parcours moyen des électrons.

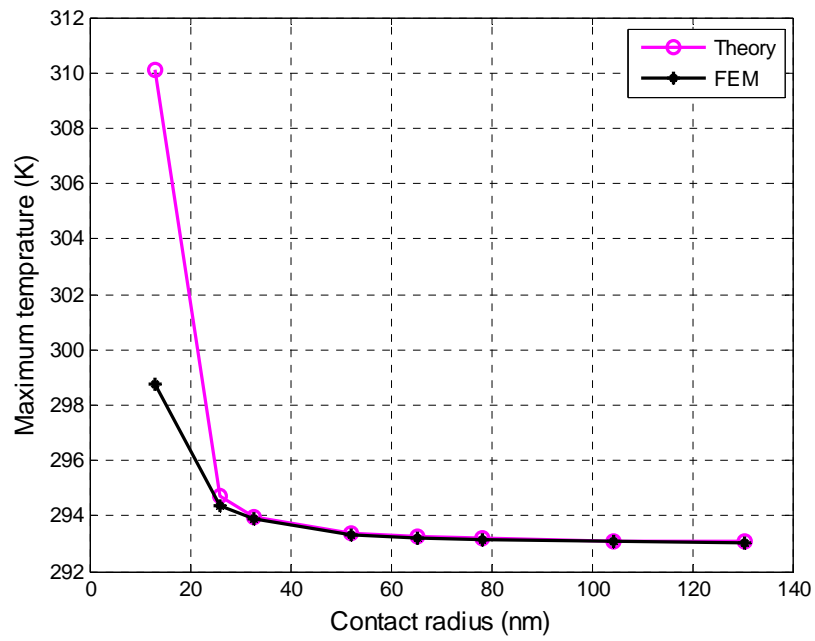
Pour une température ambiante de 20°C, les simulations donnent ici une température maximale de 25°C (avec  $a = 13$  nm); pourtant le calcul analytique prévoit 37°C. En termes d'augmentation de température, les simulations semblent sous-estimer l'augmentation de température avec un facteur de l'ordre de 3,4 dans ce cas. Malgré la grande incertitude sur la justesse du calcul du champ de température, on note tout de même que les échauffements localisés sont, selon toute vraisemblance, assez faibles pour nous permettre de négliger toute évolution significative des propriétés des matériaux. Rappelons que ces calculs sont exécutés avec un courant imposé de 10 mA, dans le cas du contact Au-Ru.

A propos de la position d'isotherme maximale, la Figure 4.11 (a) montre que les surfaces isothermes ont approximativement une forme de demi-sphère, et  $\Delta z$  devrait se trouver sur l'axe  $z$  selon la définition Holm (équation (1.78)). Pourtant, comme les éléments dans le modèle numérique sont discrets,  $\Delta z$  est pris comme la distance entre la coordonnée  $z$  du nœud ayant la température maximale et le plus proche de l'axe  $z$  et l'interface physique du contact, c'est à dire la surface symétrique du modèle EF de contact (*cf.* Figure 4.10 (b)).

Il est montré dans la Figure 4.10 (c) de la position de l'isotherme maximale. Les résultats numériques correspondent assez bien avec les résultats analytiques. C'est raisonnable car l'équation (4.8) ne considère que le mode de transport diffusif, qui est aussi le seul mode disponible en simulation EF. Cependant, l'écart entre les résultats théoriques et numériques augmente avec les aspérités plus grandes, et cela peut provenir du maillage grossier dans le volume du bloc (*cf.* Figure 4.11 (b)).

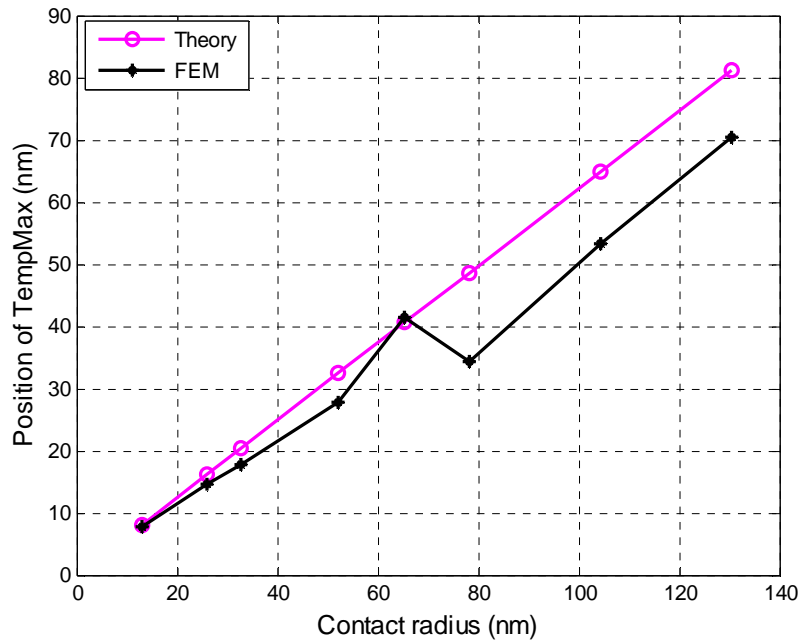


(a)



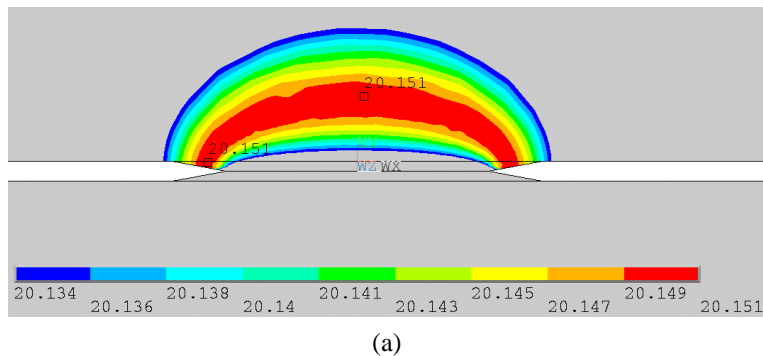
(b)



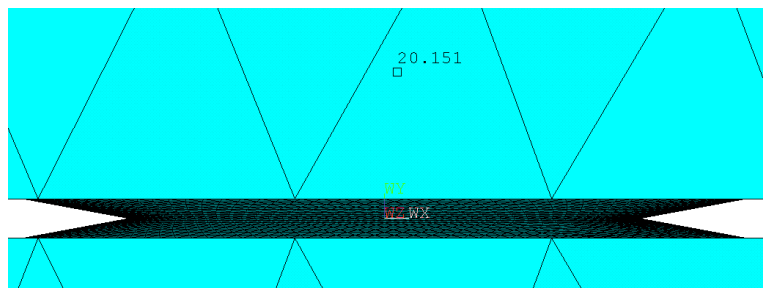


(c)

Figure 4.10 Influence du rayon de spot en contact sur  
 (a) la résistance de constriction, (b) la température maximale, (c) la localisation de l'isotherme maximale



(a)



(b)

Figure 4.11 Résultats de simulations pour l'aspérité de rayon  $a=78$  nm, zoom sur aspérité : (a) surfaces isothermes, (b) maillage et la localisation au sommet de l'isotherme maximale :  $\Delta z$

#### 4.1.2.4.3. Influence de la pente de l'aspérité

On fait varier la pente de l'aspérité dans cette série de simulations. Le rayon du sommet et la hauteur sont constants :  $a = 65$  nm et  $h = 6$  nm. La pente de l'aspérité varie dans une plage allant de  $3^\circ$  à  $60^\circ$ .

Sano (1985a, 1985b) a étudié l'effet de la pente des aspérités. Il a abouti à une équation qui permet d'évaluer la résistance de constriction en fonction de l'angle  $\alpha$ .

$$\frac{R_c}{R_{cH}} = \tan \frac{\pi+2\alpha}{4} \quad (4.10)$$

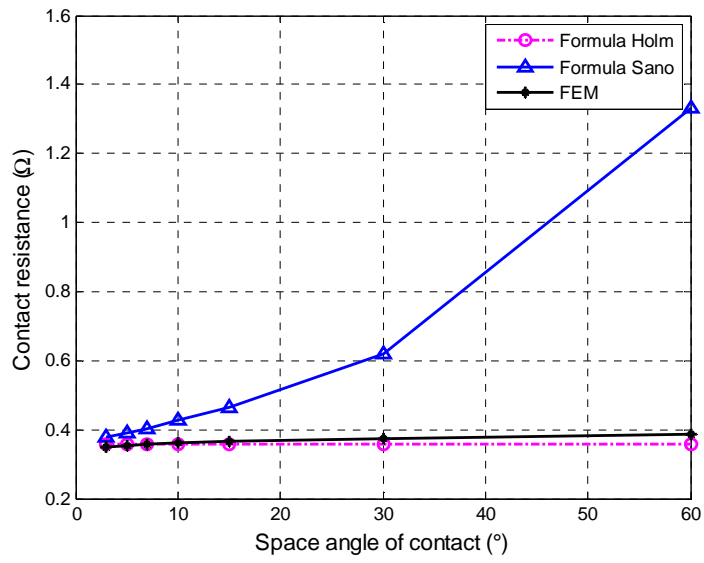
où  $R_{cH}$  représente la résistance calculée avec la formule de Holm ( $R_{cH}=\rho/2a$ ).

La comparaison entre les résultats issus des simulations et ceux calculés avec les modèles classiques, autrement dit sans prendre en compte la pente de l'aspérité, est montrée sur la Figure 4.12 (a). Selon les simulations, la résistance augmente avec la pente, mais très faiblement ; on a ainsi une variation de 9,4% en passant de 3° à 60°. Pour la plupart des surfaces réelles de contact, les pentes moyennes des aspérités sont en général inférieures à 20° (Sano 1985) ; cela donne un changement de résistance de 4,6% seulement.

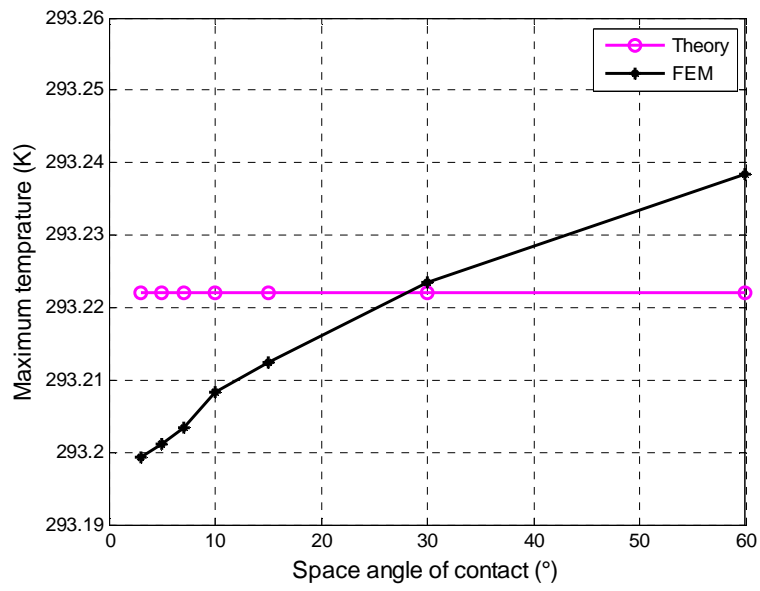
Pourtant, la courbe de Sano (Figure 4.12 (a)) indique que l'effet de l'angle est plus important : augmentation de 43% à 20° par rapport au cas 0°. Sano a considéré, comme schématisé sur la Figure 4.1 (a), que chaque électrode est située infiniment loin du contact, la droite inclinée étant une asymptote de la surface de l'électrode. Au contraire, notre modèle suppose que le cône qui délimite l'aspérité a une hauteur  $h$  finie. Il est donc entendu que la résistance calculée par Sano doit être supérieure à la résistance évaluée par nos modèles EF. Nous choisissons de négliger l'effet de la pente si nécessaire dans la suite, mais, en tout état de cause, ce choix serait à reconsidérer si la hauteur des aspérités était largement augmentée.

Quant à la température maximale (Figure 4.11 (b)), l'écart entre les valeurs issues de simulations et celles issues du calcul analytique est faible (écart maximum de 0,02 K pour l'angle de 60°, soit environ 10% d'écart sur l'élévation de température).

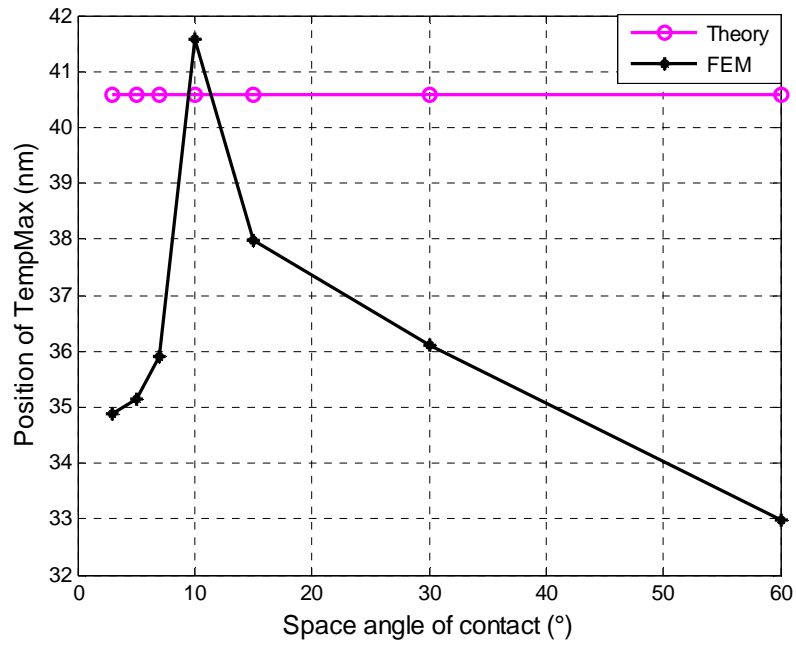
Même si le maillage n'est pas très fin, la position de isotherme maximale en fonction de la pente d'aspérité (*cf.* Figure 4.12(c)) présente une évolution régulière et intéressante : il augmente de 3° à 10,5°, et diminue ensuite. Une explication peut être trouvée dans la Figure 4.13. Les surfaces isothermes sont dans l'aspérité avec la pente d'aspérité petite, et la surface isotherme maximale se situe plus loin lorsque la pente d'aspérité devient plus large. Toutefois, lorsque la pente d'aspérité est assez grande, les surfaces isothermes sont étendues dans le volume du bloc et la surface isotherme maximale est alors située près de l'interface physique avec une pente d'aspérité plus grande.



(a)



(b)



(c)

Figure 4.12 Influence de la pente de l'aspérité sur  
 (a) la résistance de constriction, comparée à celle issue des modèles de Sano et de Holm  
 (b) la température maximale, (c) la localisation de l'isotherme maximale

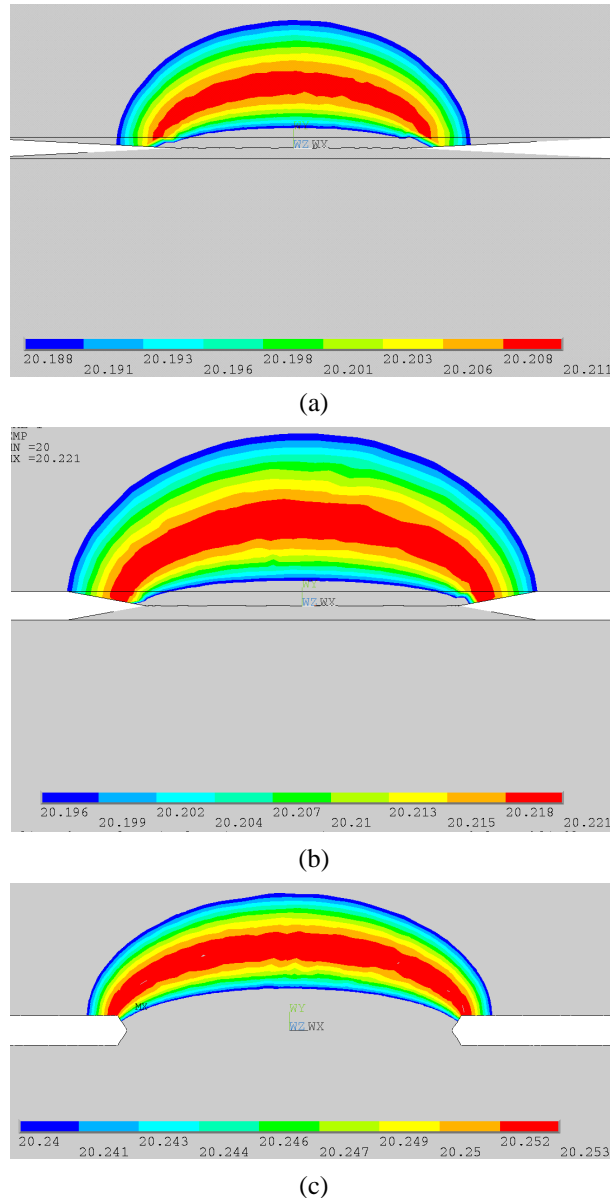


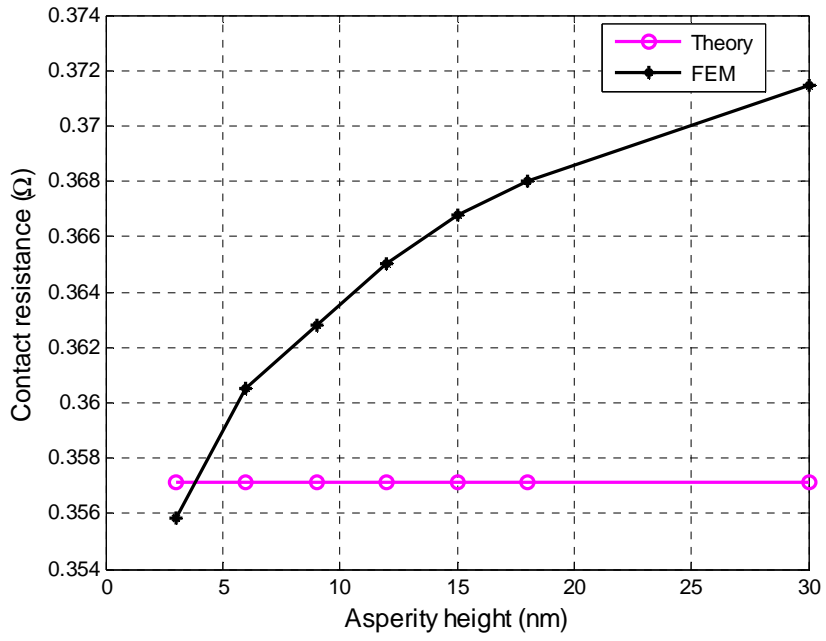
Figure 4.13 Distribution de la température sur la proximité d'aspérité, avec la pente de l'aspérité (a)  $3^\circ$ , (b)  $10,5^\circ$ , et (c)  $60^\circ$

#### 4.1.2.4.4. *Influence de la hauteur des aspérités*

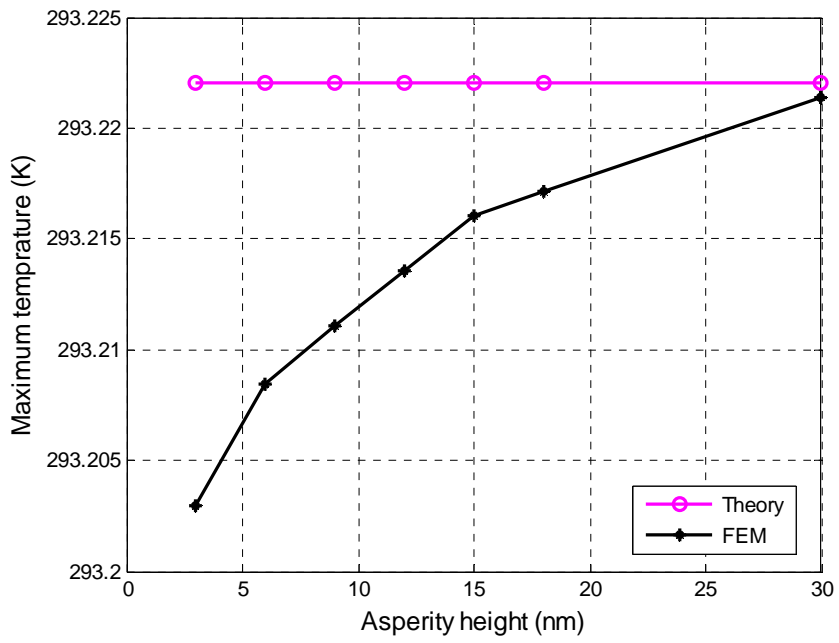
Dans cette série de simulations, on fait varier la hauteur de l'aspérité dans la plage 3-30 nm. Le rayon du spot et la pente de l'aspérité sont fixés :  $a = 65$  nm et  $\alpha = 10,5^\circ$ .

La Figure 4.14 montre que la résistance de contact augmente seulement de 4,4% alors que la hauteur des aspérités varie de 3 à 30 nm, et que la température augmente légèrement. De la même manière que l'influence de la pente de l'aspérité, l'influence de sa hauteur sur la résistance électrique est beaucoup plus faible que l'influence du rayon de spot.

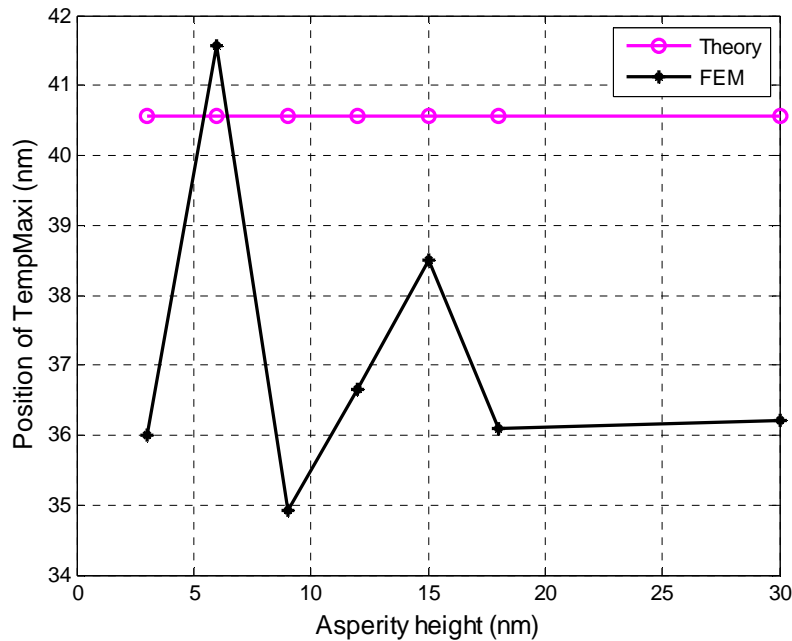
Quant à la position de l'isotherme maximale, elle varie dans la plage de 35 nm à 41,6 nm, et cette fluctuation est acceptable par rapport à la valeur théorique de 40,56 nm. Toutefois, encore à cause du maillage grossier dans volume du bloc, on ne peut pas obtenir une conclusion claire pour l'impact de la hauteur sur la position de la surface isotherme maximale ; utiliser des maillages plus fins peut être nécessaire pour une étude plus approfondie.



(a)



(b)



(c)

Figure 4.14 Influence de la hauteur de l'aspérité sur  
 (a) la résistance de constriction, (b) la température maximale, (c) la position de l'isotherme maximale

En somme, les analyses ci-dessus montrent que le rayon de spot est le paramètre largement prépondérant sur la résistance électrique et sur le problème thermoélectrique. Les deux autres paramètres étudiés seront fixés pour les simulations qui suivent :  $h = 6 \text{ nm}$  et  $\alpha = 10,5^\circ$ .

### 4.1.3. Modèles EF avec plusieurs aspérités en contact

Il est acquis qu'à l'échelle microscopique, le contact réel correspond en fait à un ensemble de spots en contact. Les modèles présentés dans la suite ont pour objectif d'aider à comprendre dans quelle mesure leur nombre et leur répartition vont influencer la valeur de la résistance de contact et le champ de température en régime établi.

Nous étudierons d'abord l'influence du nombre de spots en contact sur la résistance de constriction et sur le champ de température, puis l'influence de leur distribution.

#### 4.1.3.1. Influence du nombre de spots en contact

Majumder *et al.* (2001) ont fait des mesures par MEB sur des électrodes de micro-commutateurs qui ont révélé des spots de contact de rayon compris entre 50 et 200 nm et en nombre limité, au plus à quelques dizaines. Nous faisons donc varier le nombre  $n$  de spots en contact : 1, 2, 4, 9, 16.

##### 4.1.3.1.1. Description des Modèles EF

Nous élaborons cette gamme de modèles en gardant constante la résistance de constriction globale  $R_{c0}$ , calculée avec une hypothèse d'interaction nulle entre les spots et en utilisant l'expression de résistance de constriction en régime diffusif. Si l'on impose que tous les spots aient le même rayon, alors on a une relation simple entre le rayon  $a_n$  dans le cas à  $n$  spots et le rayon  $a_1$  dans le cas à 1 spot :  $a_n = a_1/n$ .

Dans le cas  $n = 1$ , le rayon du spot est fixé arbitrairement mais dans la plage de rayons de spots constatée expérimentalement et par les calculs EF du chapitre 2 :  $a_1 = 130,4$  nm. La résistance  $R_{c0}$  est alors définie par  $R_{c0} = \rho / 2a_1$ .

Dans le cas  $n = 2$  :

- le rayon des spots est  $a_2 = a_1 / 2 = 65,2$  nm ;
- nous répartissons uniformément les spots sur la zone modélisée de  $3,5 \mu\text{m}$  de côté. La distance entre le centre des deux spots est alors :  $m = 1732$  nm. Nous avons alors un diamètre de contact apparent, diamètre du disque le plus petit qui contienne les deux spots, égal à  $1862,4$  nm.

Dans chacun des cas restants,  $n = 4, 9$  ou  $16$  :

- le rayon des spots est  $a_n = a_1 / n$  ;
- les spots sont répartis uniformément sur un quadrillage carré et de manière à définir le même diamètre de contact apparent.

Les données supplémentaires des modèles sont :

- dimensions de chaque bloc :  $L = W = 3,5 \mu\text{m}$  et  $t = 1000$  nm ;
- aspérités de forme tronconique :  $h = 6$  nm et  $\alpha = 10,5^\circ$  ;
- contact Au-Ru traversé par un courant d'intensité  $I = 10$  mA.

Les conditions aux limites sont celles qui ont été définies pour les modèles d'aspérité unique dans la partie 4.1.2.

#### 4.1.3.1.2. *Résultats et analyse*

Le Tableau 4.6 liste les valeurs des rayons des spots et des distances entre spots, ainsi que les valeurs des résistances calculées analytiquement ou simulées numériquement. Dans chaque configuration géométrique, trois valeurs de résistance électrique sont ainsi données : les valeurs limites (supérieure  $R_{sup}$  et inférieure  $R_{inf}$ ) issues du calcul analytique (équations (1.68) et (1.69)) et la valeur  $R_{EF}$  issue de la simulation par EF.

Tableau 4.6 Multi-aspérités – Résultats EF / analytiques

Nombre de spots $n$	Rayon $a$ (nm)	Aire totale (nm <sup>2</sup> )	Distance $m$ (nm)	$R_{sup}$ ( $\Omega$ )	$R_{inf}$ ( $\Omega$ )	$R_{EF}$ ( $\Omega$ )
<b>1</b>	130,4	17004		0,1882	0,1882	0,1812
<b>2</b>	65,2	8502	1732	0,2661	0,1882	0,1906
<b>4</b>	32,6	4251	1271	0,3763	0,1882	0,1966
<b>9</b>	14,5	1892,25	648,3	0,5640	0,1880	0,2048
<b>16</b>	8,15	1062,76	435	0,7526	0,1882	0,2049

Le choix du rayon des spots a été fait de sorte que la limite inférieure de la résistance ne dépende pas du nombre de spots ; la limite supérieure est alors proportionnelle à la racine carrée du nombre de spots. Les valeurs issues des simulations augmentent légèrement avec le nombre de spots, mais restent proches de la valeur limite inférieure ; cela signifie que l'interaction électrique entre les spots modifie peu la résistance de constriction,



On constate aussi que l'aire réelle de contact est largement variable à résistance électrique constante : l'aire totale est pratiquement inversement proportionnelle au nombre de spots sur la plage des cas testés, qui ont une résistance totale approximativement équivalente. On ne peut donc pas déduire l'aire de contact d'une mesure de résistance électrique si l'on ne connaît rien de la distribution des spots, ce qui a été montré par Greenwood (1966).

Pour chaque ligne du Tableau 4.6, on peut supposer deux causes principales de l'écart entre  $R_{inf}$  et  $R_{EF}$  :

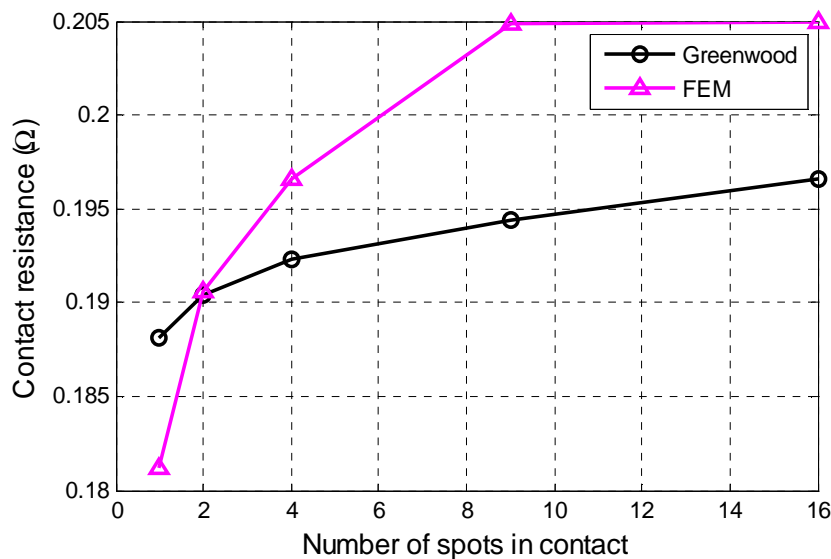
- les différences de géométrie entre modèle semi-infini et modèle EF (en particulier les dimensions différentes de la masse et la présence ou non d'aspérités) ;
- l'absence de prise en compte de l'interaction entre les spots, dans le cas de  $R_{inf}$ .

Le cas « 1 spot » nous permet d'apprécier l'écart dû aux différences de géométrie entre le modèle EF et le modèle analytique de Holm : en particulier, la présence du volume de l'aspérité et les dimensions finies sont caractéristiques du modèle EF. Cet écart est ici de l'ordre de 4%. Les autres cas nous permettent d'estimer l'erreur due aux interactions entre les spots. En supposant que l'erreur due à la géométrie soit la même que dans le cas « 1 spot », par différence on obtient l'augmentation de résistance due à l'interaction : de 5% (2 spots) à 12% (cas 9 et 16 spots) (la résistance est sous-estimée par le modèle analytique  $R_{inf}$  qui ne prend pas en compte l'interaction électrique).

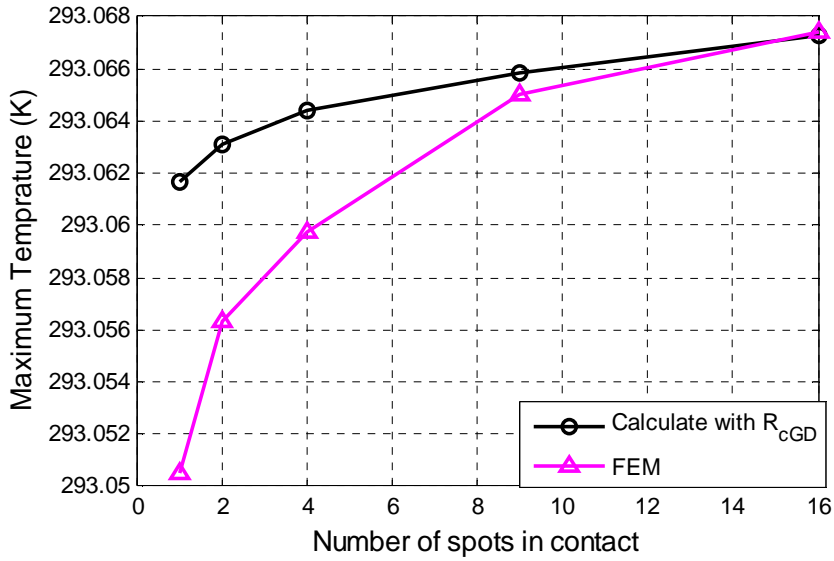
Citons deux autres sources d'erreur dans les modèles :

- l'erreur purement numérique due aux approximations sur les champs et liée au maillage, dans le cas du calcul par EF ;
- le fait que le calcul EF, comme les formules de  $R_{inf}$  et  $R_{sup}$ , est basé sur les équations du régime diffusif uniquement, alors que les rayons des spots du modèle peuvent être bien inférieurs au libre parcours moyen des électrons.

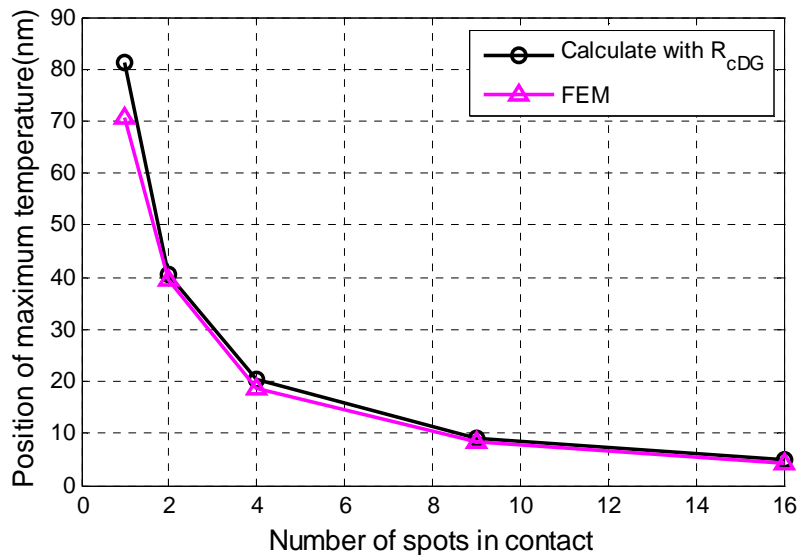
Nous avons vu dans le chapitre 1 que certaines expressions analytiques avaient été établies pour calculer la résistance de contact en tenant compte de l'interaction électrique entre les spots. La Figure 4.15 (a) permet de comparer, en fonction du nombre de spots, la résistance électrique issue des simulations aux valeurs de résistances calculées par Greenwood (équation (1.63)).



(a)



(b)



(c)

Figure 4.15 Influence du nombre de spots sur  
 (a) la résistance de constriction, (b) la température maximale, (c) la position de l'isotherme maximale

La formule de Greenwood (1.63) donne des résistances plus faibles que celles du modèle EF pour plusieurs spots en contact, ceci signifie qu'elle sous-estime l'interaction entre les spots.

Ainsi, les formules analytiques semblent donc capables de prendre en compte l'interaction électrique dans une certaine mesure, mais ici le calcul par éléments finis fait ici *a priori* référence : on peut penser que la modélisation EF est plus adaptée à fournir des résultats précis dans des configurations plus complexes que la configuration de calcul analytique.

La Figure 4.15 (b) montre des résultats de température maximale. Pour chacun des modèles, analytique (équation (4.7)) et numérique, la température maximale est fortement corrélée à la résistance électrique, puisque l'intensité du courant électrique est une donnée commune à tous ces modèles et qu'on a alors la puissance dissipée par effet Joule proportionnelle à la résistance de constriction :  $P = R I^2$ .

Les simulations EF prédisent, si l'on passe de 1 spot à 16 spots à résistance quasiment constante, une augmentation de l'élévation de température de 34%. Cela signifie que, si l'on connaît la résistance de contact et qu'on a une estimation approximative du nombre et de la distribution des spots, un modèle de calcul par EF permet probablement une meilleure estimation que la formule analytique utilisée ici.

Quant à la localisation de l'isotherme maximale (Figure 4.15 (c)), même si les maillages ne sont pas assez raffinés dans le volume du bloc comme nous avons montré pour une aspérité (cf. Figure 4.11), nous pouvons tout de même conclure que  $\Delta z$  devient plus petit avec plus de spots en contact. En effet, les spots sont plus petits simultanément. Ceci indique que la chaleur d'effet Joule sera concentrée plus proche de l'interface de contact, et le contact sera plus facilement fondu avec un courant élevé.

### 4.1.3.2. Influence de la distribution des spots

#### 4.1.3.2.1. Description des modèles EF

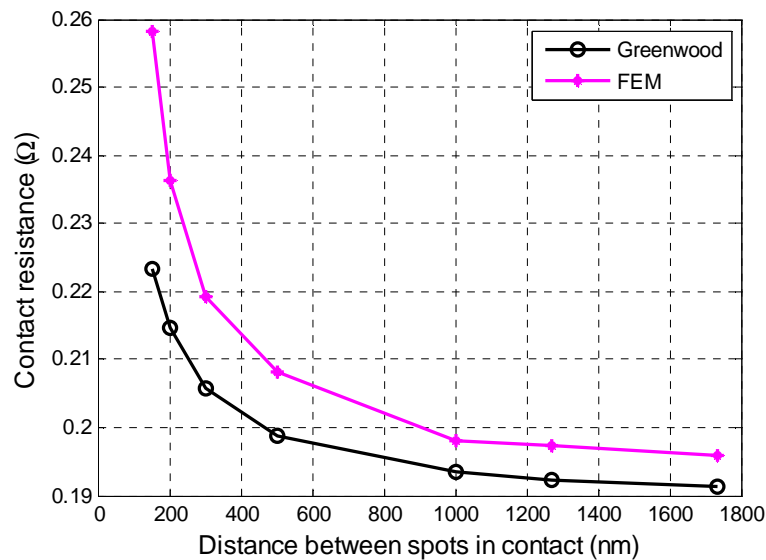
Les modèles utilisés ici sont élaborés sur la même base que les précédents.

Le nombre de spots en contact est fixé ( $n = 4$ ), ainsi que le rayon des spots ( $a = 32,6$  nm).

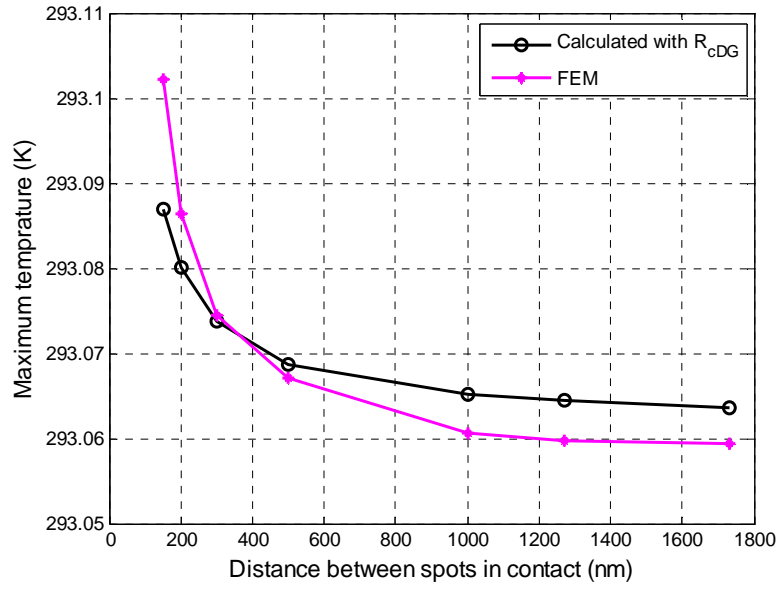
La distance  $m$  entre les spots est variable dans la plage 150 nm - 1732 nm.

#### 4.1.3.2.2. Résultats et analyse

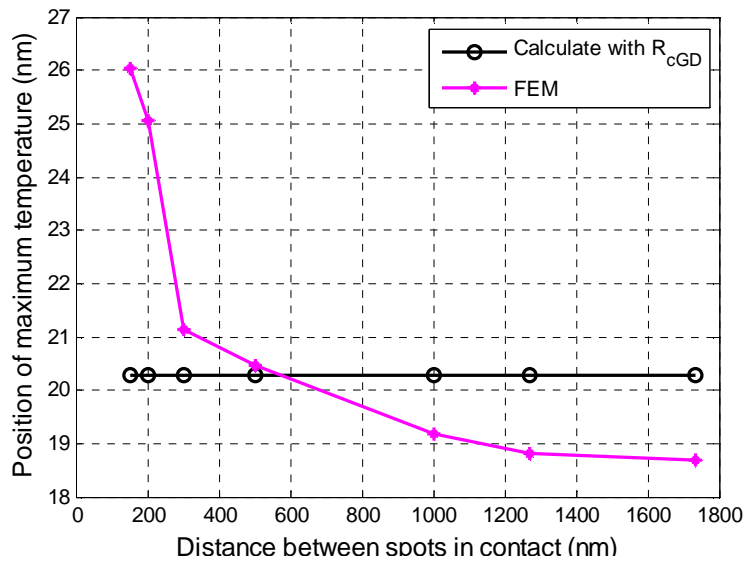
La Figure 4.16 (a) présente la résistance issue des simulations et calculée avec le modèle de Greenwood (1.63)).



(a)



(b)



(c)

Figure 4.16 Influence de la distance entre les spots en contact, sur (a) la résistance de constriction, (b) la température maximale, (c) la localisation de l'isotherme maximale

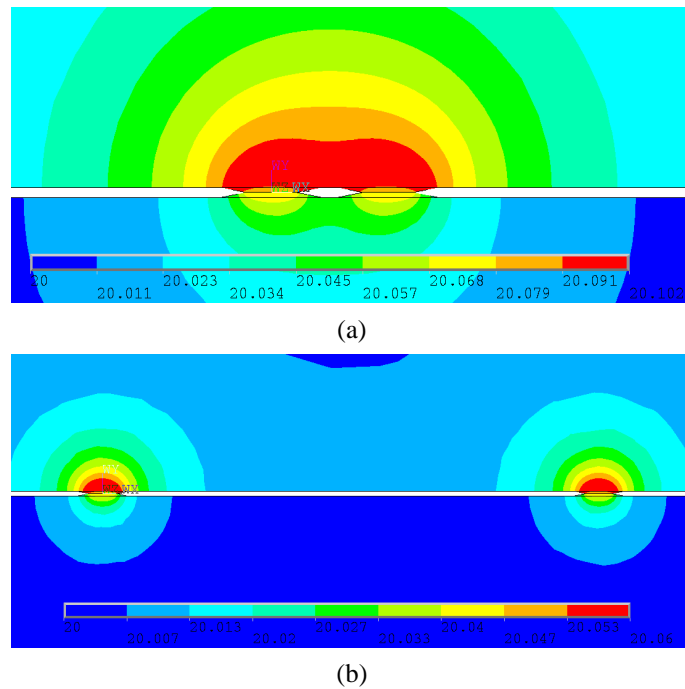


Figure 4.17 Distribution de la température sur la proximité des aspérités pour 4 aspérités en contact avec la distance entre aspérités: (a)  $m = 150$  nm, (b)  $m = 1,271$  nm

Les valeurs de résistance de constriction issues des simulations sont sensiblement plus élevée que les résultats des calculs analytiques, mais la différence devient très faible lorsque la distance entre les spots est élevée, c'est-à-dire lorsque l'interaction devient négligeable. On a ici à nouveau une évaluation concrète de la précision des formules analytiques qui prennent en compte l'interaction électrique entre les spots.

Les valeurs de température maximale sont à nouveau cohérentes.

En ce qui concerne la position de l'isotherme maximale, elle se trouve plus loin de l'interface physique lorsque les aspérités sont plus proches les unes des autres. Comme on peut le voir dans la Figure 4.17, l'interaction de courant devient plus importante lorsque les aspérités sont plus proches, les surfaces isothermes sont fusionnées, de sorte que la position de l'isotherme maximale devient plus élevée.

### 4.1.3.3. Conclusion

En général, lors d'un test expérimental de micro-commutateur, le nombre de spots et leur distribution sont très mal connus. Les modèles comportant des aspérités simplifiées permettent d'évaluer dans quelle mesure ces paramètres peuvent influencer sur la résistance de constriction et sur la température maximale à l'interface.

Notons enfin que la méthode de calcul de résistance de contact retenue dans la méthode A du chapitre 3 (calcul EF structure puis calcul analytique de limite inférieure de RCE) ne prend pas en compte l'interaction électrique entre les spots ; elle sous-évalue donc systématiquement la résistance de constriction. Cette erreur atteint environ 20% dans certains des calculs faits ici.

#### 4.1.4. Electrode de structure multicouche

L'examen détaillé de la structure des micro-commutateurs Au-Ru révèle que l'électrode mobile comporte une mince couche de ruthénium de 100 nm d'épaisseur, obtenue par un dépôt physique en phase vapeur (PVD), accrochée sous le pont en or de 3  $\mu\text{m}$  formé par dépôt électrolytique (ECD). L'électrode fixe est constituée d'une couche en or de 1  $\mu\text{m}$  formé par PVD. Un schéma du micro-commutateur est tracé sur la Figure 4.18.

On comprend l'intérêt de cette configuration qui peut conjuguer les avantages apportés par la plus grande dureté du ruthénium à la meilleure conductivité électrique et au coût plus faible de l'or.

Slade (1999) a proposé de calculer analytiquement la résistance de contact en additionnant la résistance de constriction dans le matériau en profondeur et la résistance au passage de la couche mince. Cela suppose que les lignes de courant sont toutes parallèles à la traversée de la couche mince. Ainsi, la validité est limitée aux cas où l'épaisseur de la couche mince est faible devant le rayon de spot.

Nous avons vu que le rayon typique des spots peut être de l'ordre de la centaine de nanomètres, donc du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche mince. Le modèle de Slade n'est donc pas adapté et nous proposons d'analyser les conséquences de la structure multicouche sur la résistance de constriction et sur l'élévation de température au contact grâce à une modélisation par éléments finis.

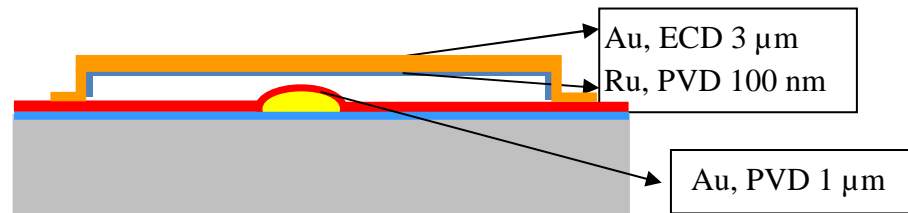


Figure 4.18 Profil de micro-commutateur Au-Ru

##### 4.1.4.1. Description des modèles EF

La Figure 4.19 schématise le modèle EF utilisé pour l'étude de l'effet de couche mince au niveau du contact. Il s'agit d'un contact or-ruthénium. Les dimensions sont identiques aux modèles précédents :

- $L = W = 3,5 \mu\text{m}$
- $a = 65 \text{ nm}$
- $h = 6 \text{ nm}$
- $\alpha = 10,5^\circ$

En revanche, l'aspérité du volume supérieur et la surface du volume supérieur, sur une épaisseur  $t_1$ , reçoivent les propriétés matériau du ruthénium. Les autres volumes reçoivent les propriétés matériau de l'or : volume supérieur d'épaisseur  $t$ , volume inférieur d'épaisseur  $t_1 + t$ , et aspérité inférieur.

Dans la suite,  $t_1$  sera variable mais  $t_1 + t$  sera gardé constant.

Les conditions aux limites sont aussi gardées identiques aux modèles précédents.



Figure 4.19 Contact avec structure multicouche.

#### 4.1.4.2. Résultats et analyse

La Figure 4.20 montre la résistance calculée en fonction de l'épaisseur de la couche  $t_1$  :

- résistance totale :  $R_t = V/I$  ;
- résistance de masse, calculée comme si les volumes ne comportaient pas de constriction :  $R_b = \rho_{Au} H_{Au} / S + \rho_{Ru} H_{Ru} / S$ , où  $H$  est l'épaisseur totale du matériau ;  $H_{Au} = 2(t + t_1)$  et  $H_{Ru} = t_1$ . Enfin,  $S = L W$  est la section de passage de la masse.

Par définition de la résistance de constriction, on donne :  $R_c = R_t - R_b$ . Comme la Figure 4.20 montre, la résistance de masse est négligeable devant la résistance totale, donc on confondra dans la suite résistance totale et résistance de constriction.

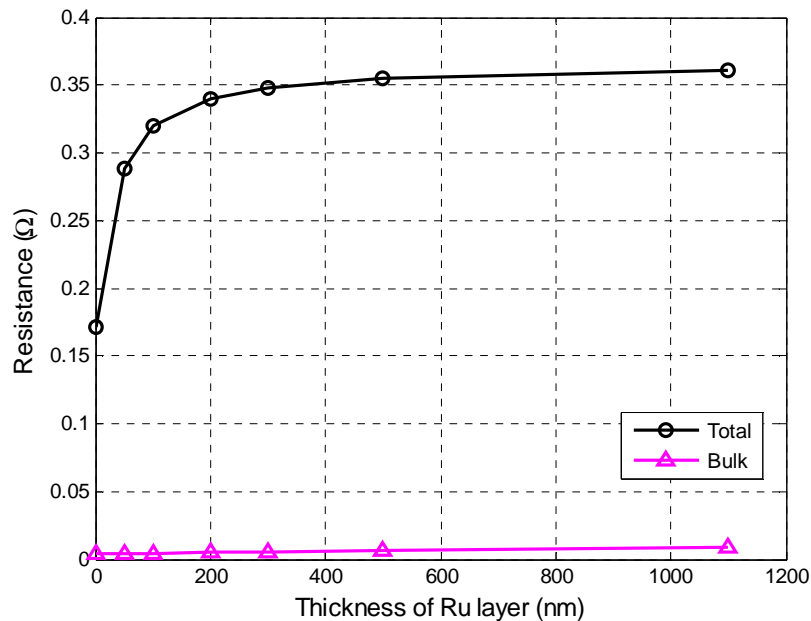


Figure 4.20 Influence de l'épaisseur de la couche mince en Ru sur les résistances de contact totale et de masse

Les résultats montrent que la résistance totale augmente avec l'épaisseur de la couche de ruthénium. En effet, la résistivité du ruthénium vaut approximativement le triple de celle de l'or.

Notons tout d'abord qu'entre le modèle Au-Au ( $t_1 = 0$ ) et le modèle Au-Ru ( $t_1 = 1100$  nm), la résistance de constriction est multipliée par approximativement 2. On retrouve ce facteur en détaillant les résistances de constriction dans chaque électrode, selon Holm :

$$R_{c,AuAu} = \rho_{Au} / 2a$$

$$R_{c,AuRu} = \rho_{Au} / 4a + \rho_{Ru} / 4a$$

et avec  $\rho_{Ru} \sim 3 \rho_{Au}$ , on obtient :  $R_{c,AuRu} \sim \rho_{Au} / 4a + 3 \rho_{Au} / 4a = 2 \rho_{Au} / 2a = 2 R_{c,AuAu}$

On peut faire un raisonnement équivalent pour expliquer que la résistance de masse est aussi multipliée par 2 entre le modèle Au-Au et le modèle Ru-Ru. En revanche, on constate que  $R_b$  augmente de façon quasi linéaire avec  $t_1$ , alors que  $R_t$  augmente très rapidement pour les petites épaisseurs, mais lentement au-delà de 200 nm. L'explication est simple : la résistance de constriction est quasiment insensible à la résistivité des régions éloignées du contact. Toute l'augmentation de résistance de constriction est concentrée dans une zone proche du contact. En l'occurrence, on constate un impact fort dans une zone d'épaisseur approximativement égale à  $4a$ .

Le Tableau 4.7 donne les valeurs simulées de la résistance de contact pour différentes épaisseurs  $t_1$  et  $t$  de la structure multicouche :  $R_c = R_t - R_b$ .

Tableau 4.7 Résultats des simulations pour le modèle thermoélectrique en structure de multicouches

Modèle	$t_1$ (nm) (Ru)	$t$ (nm) (Au)	$a/t_1$	$R_c$ ( $\Omega$ )
<b>1 (Au-Au)</b>	0	1100	0	0,1675
<b>2 (Au-Ru)</b>	50	1050	1,304	0,2845
<b>3 (Au-Ru)</b>	100	1000	0,652	0,3154
<b>4 (Au-Ru)</b>	200	900	0,326	0,3350
<b>5 (Au-Ru)</b>	300	800	0,2173	0,3427
<b>6 (Au-Ru)</b>	500	600	0,1304	0,3488
<b>7 (Au-Ru)</b>	1100	0	0,0593	0,3524

Dans le cas modélisé, on peut conclure sur l'erreur commise si l'on modélise ce problème par un modèle non-multicouche, avec contact Au-Ru :

- si  $t_1=100$  nm, l'erreur sur la résistance est d'environ 10%
- si  $t_1=50$  nm, l'erreur sur la résistance est d'environ 18%

Il faut cependant garder présent à l'esprit que cette erreur est directement dépendante du rayon de spot, qui conditionne les dimensions de la zone dans laquelle la constriction est produite. On retiendra que si l'épaisseur de la couche est bien supérieure au rayon de spot, l'erreur commise devient négligeable.

En concernant de la température maximale (cf. Figure 4.21), à nouveau, elle représente la même tendance comme la résistance.



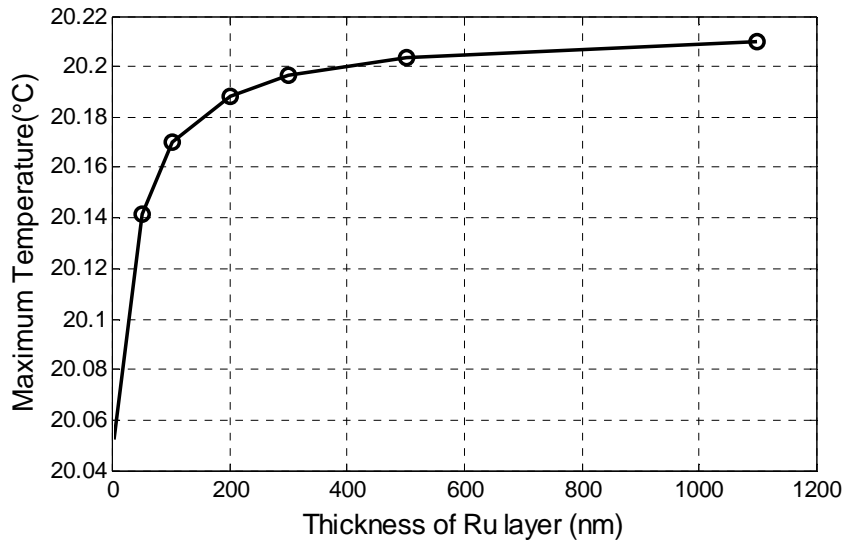


Figure 4.21 Influence de l'épaisseur de la couche mince sur la température maximale de contact

#### 4.1.4.3. Conclusion

Dans le cas de structure multicouche, la résistivité du matériau dans une zone d'épaisseur  $2a$  a une influence forte sur la résistance de constriction.

Les modèles EF produisent des résultats en accord avec les formules analytiques en termes de résistance de constriction et d'augmentation de température, à quelques dizaines de pourcent près. L'intérêt potentiel de la simulation EF multiphysique est donc confirmé pour des cas de géométrie plus complexe, donc entre autres pour des modèles basés sur un relevé de rugosité par AFM. Notons toutefois que cet intérêt est conditionné à l'obtention de valeurs de résistances de constriction conformes à des mesures expérimentales, ce qui n'est pas le cas pour les modèles traités jusqu'à ce point.

### 4.1.5. Dépendance en température des propriétés matériaux

Selon les travaux de Broué (2012) l'augmentation de température à l'interface est le facteur qui limite le courant utilisable dans les micro-commutateurs. Broué a relevé des résultats expérimentaux sur des contacts avec différents couples de matériaux. Parmi ceux-ci, le couple Au-Ni a donné des élévations de température qui semblaient impliquer des changements importants des propriétés mécaniques et électriques. Nous allons construire un modèle éléments finis qui prend en compte les variations des propriétés thermoélectriques afin de tenter de quantifier leurs influences sur le calcul de la résistance de contact, et sur la température maximale à l'interface.

#### 4.1.5.1. Description des modèles EF

Les modèles traitent un contact Au-Ni, ils sont basés sur le modèle à une aspérité de la partie 4.1.2, dont on rappelle les dimensions :

- pour la masse :  $L = W = 3,5 \mu\text{m}$ ,  $t = 1 \mu\text{m}$  ;

- pour l'aspérité,  $a = 65$  nm,  $h = 6$  nm, et  $\alpha = 10,5^\circ$ .

Les conditions aux limites sont à nouveau :

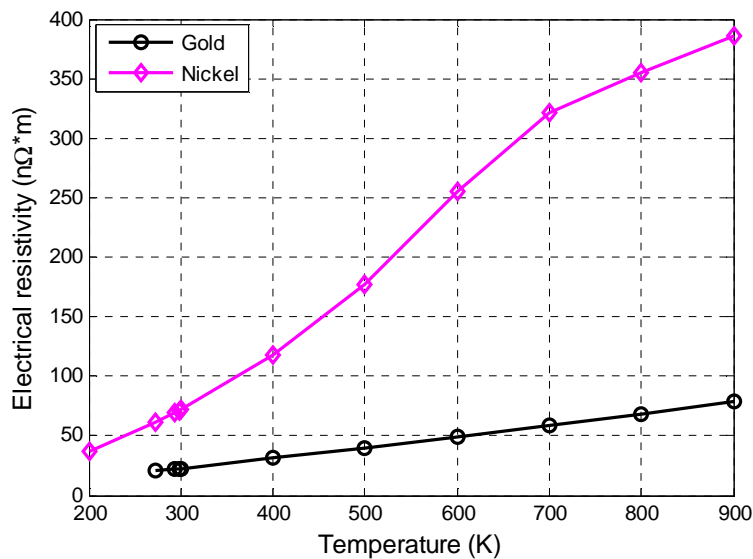
- température sur les surfaces inférieure et supérieure du modèle :  $T = 20^\circ\text{C}$  ;
- tension uniforme nulle sur la surface inférieure ;
- tension uniforme mais libre sur la surface supérieure (degrés de liberté couplés) ;
- densité surfacique de courant imposée sur la surface supérieure, de résultante  $I$ .

Pour étudier l'influence de l'échauffement dû au courant électrique, l'intensité électrique est imposée à différentes valeurs, conformément à certains essais expérimentaux réalisés par Broué :  $I = 1, 10, 20, 30, \dots, 90, 100$  mA.

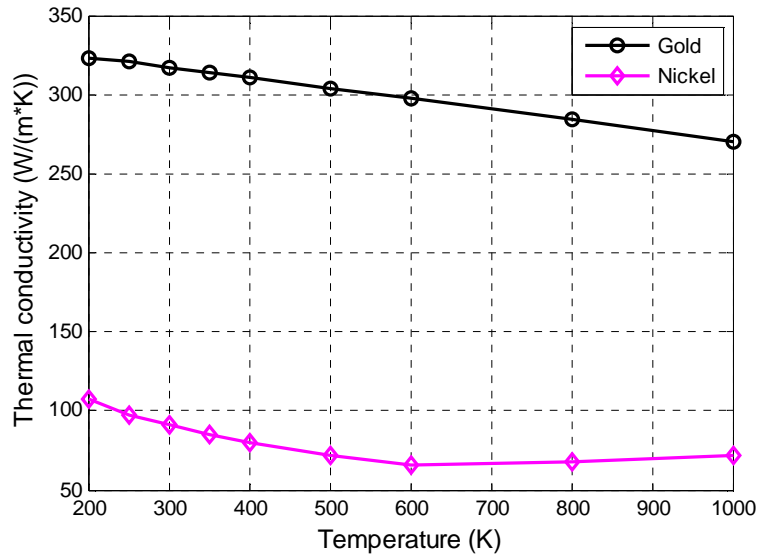
Deux modèles sont élaborés : le « Modèle-C » (constant) utilise des propriétés de matériaux indépendantes de la température, précisées dans le Tableau 4.8. ; Le « Modèle-T » utilise des propriétés fonction de la température, décrites également dans la Figure 4.22.

Tableau 4.8 Propriétés thermoélectriques choisies pour l'or et le nickel

Matériau	Au	Ni
Résistivité électrique $\rho$ ( $\Omega \text{ m}$ )	$22,14 \times 10^{-9}$	$68,4 \times 10^{-9}$
Conductivité thermique $\lambda$ (W/m/K)	318	90,9
Libre parcours moyen $l$ (nm)	38	9



(a)

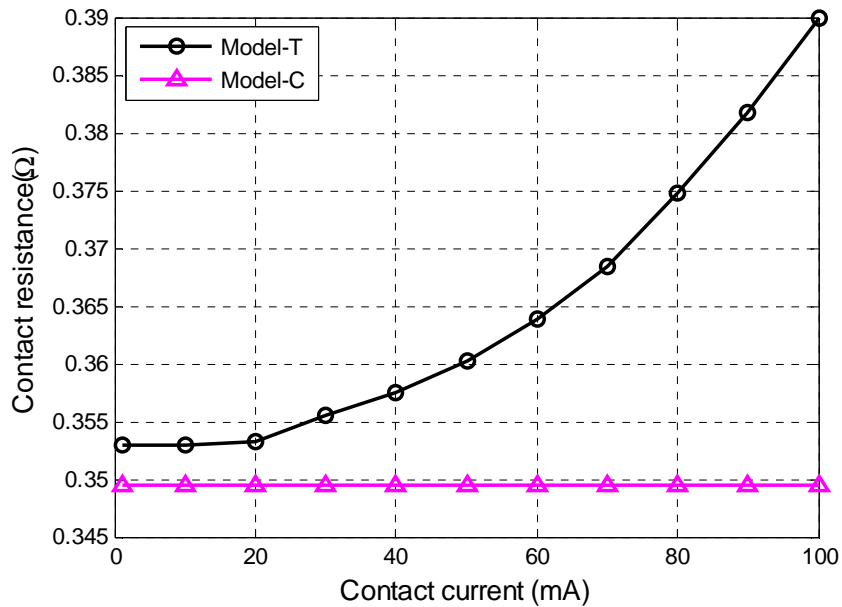


(b)

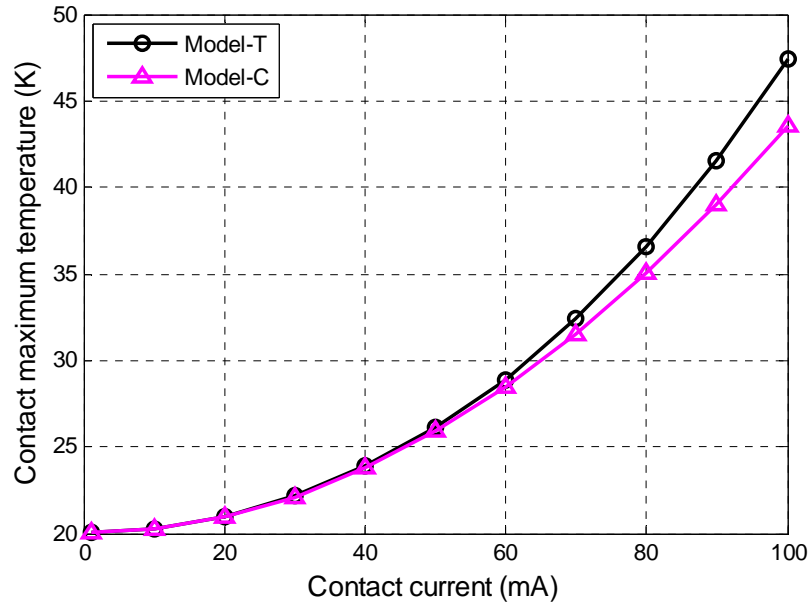
Figure 4.22 Propriétés de Au et Ni en fonction de la température  
 (a) résistivité électrique (The Physics Factbook<sup>TM</sup>), (b) conductivité thermique, (Lide et Weast 1986) et (ASM 1990)

### 4.1.5.2. Résultats et analyse

Les résultats sont montrés sur la Figure 4.23.



(a)



(b)

Figure 4.23 Dépendance des propriétés vis-à-vis de la température – Résultats EF  
 (a) résistance de contact, (b) température maximale en fonction du courant appliqué

Les simulations avec propriétés des matériaux indépendantes de la température indiquent que :

- la résistance de contact est indépendante de l'intensité électrique ;
- la température maximale à l'interface augmente avec l'intensité électrique.

Les simulations avec propriétés dépendantes de la température indiquent que :

- la résistance de contact augmente avec l'intensité électrique ;
- la température maximale augmente plus rapidement avec l'intensité électrique que lorsque l'effet de température n'est pas pris en compte. Ceci est une conséquence logique du point précédent : la puissance dissipée par effet Joule augmente d'une part du fait de l'augmentation de l'intensité et d'autre part du fait de l'augmentation de la résistance électrique.

On peut par ailleurs comparer les résultats des simulations à certains résultats de mesures expérimentales réalisées par Broué (2012). La Figure 4.24 montre l'évolution de la résistance en fonction de la force appliquée à différents niveaux de courant sur un contact Au/Ni.

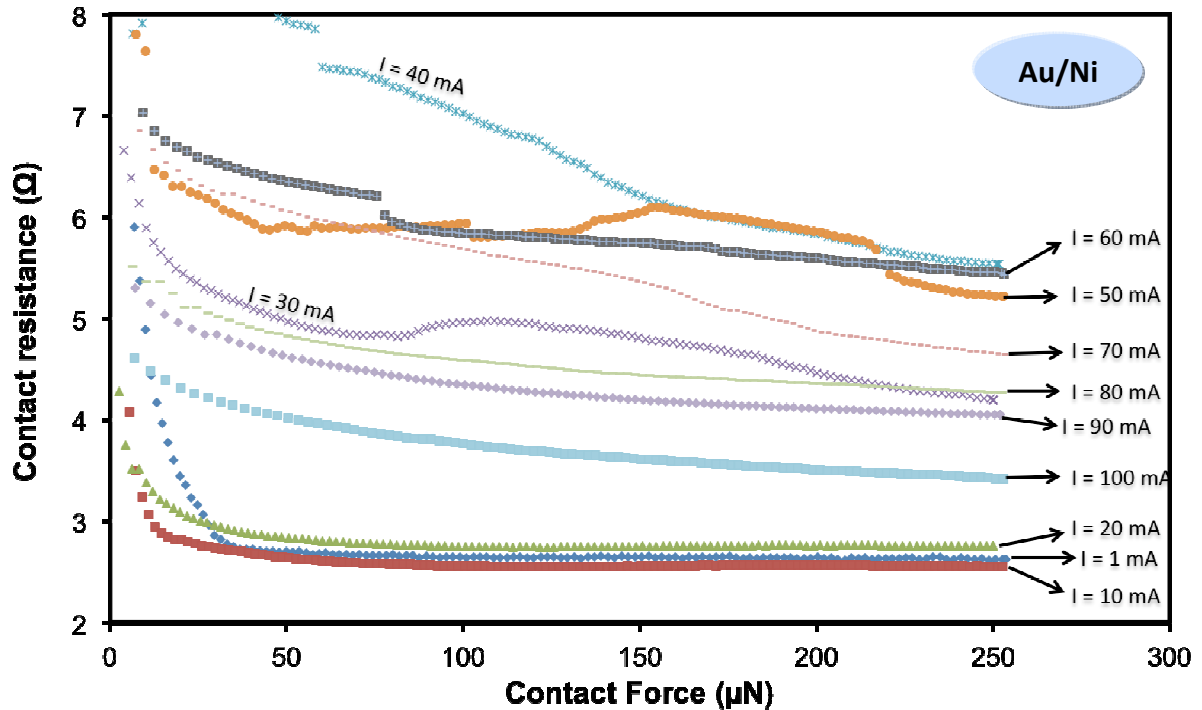


Figure 4.24 Evolution de la résistance de contact en fonction de la force appliquée à différents niveaux de courant sur un contact Au/Ni (Broué 2012)

Les résultats expérimentaux de Broué indiquent que :

- lorsque le courant est élevé, au-delà de 60mA, la résistance de contact diminue lorsque l'intensité électrique augmente ;
- par contre, au-dessous de 40mA, la résistance de contact augmente lorsque l'intensité augmente.

Il y a deux effets différents sur la résistance de contact lorsque le courant augmente :

- la résistivité électrique augmente, ainsi la résistance de contact augmente également. Ceci est conforme aux résultats des simulations ;
- si l'intensité du courant augmente, la température augmente au niveau des aspérités, donc la dureté diminue. Les aspérités s'écrasent alors sensiblement plus, les surfaces de spots de contact augmentent et la résistance de contact diminue.

Dans le cas réel, les deux effets fonctionnent simultanément et la résistance de contact est le résultat de ces deux effets. Nos modèles EF ne prennent pas en compte la variation des propriétés mécaniques, ainsi ils prédisent une augmentation de la résistance de contact avec l'intensité, sur toute la plage d'intensité.

### 4.1.5.3. Conclusion

Inclure dans nos modèles éléments finis la dépendance de la résistivité électrique et de la conductivité thermique en température ne suffit pas à retrouver la relation courant électrique - résistance électrique constatée expérimentalement. Cela pourrait indiquer qu'un phénomène non pris en compte prévaut sur l'augmentation de résistivité et cause une diminution de la résistance électrique, par exemple :

- la diminution de dureté due à l'échauffement, qui pourrait impliquer une augmentation de l'aire de contact ;
- des modifications physiques de films résistifs en surface liées à l'augmentation de température.

De plus, les résistances de contact étant largement sous-évaluées par les simulations, toutes les conséquences de la dissipation thermique par effet Joule sont également largement sous-évaluées.

A nouveau, un des paramètres prépondérants semble être la prise en compte des films résistifs en surface des contacts. La suite de ce chapitre est un premier travail dans ce sens.

## 4.2. Modèle d'aspérité avec film résistif

Il a été montré dans le chapitre 3 que la modélisation par éléments finis du contact rugueux ne permet pas de prédire correctement la résistance électrique de contact sans une connaissance plus détaillée des phénomènes physiques à l'interface, qui incluent la présence de films résistifs en surface des électrodes.

La première partie du chapitre 4 nous a apporté la conviction que la mauvaise maîtrise de la résistance de contact nous empêche de tirer profit de la modélisation des couplages thermique-mécanique, voire thermique-électrique, qui est possible par les méthodes numériques EF.

Nous nous attacherons donc, dans cette deuxième partie, à mettre au point des modèles simples qui prennent en compte les films résistifs de surface. Ces modèles seront de deux types : film résistif continu et film résistif non-continu.

### 4.2.1. Film résistif continu

Comme il a été indiqué dans le chapitre 1, les films résistifs ou isolants qui se forment en surface des électrodes sont très mal connus. Les modèles analytiques qui permettraient de prendre en compte ces films nécessitent des valeurs en général indisponibles pour certains paramètres. Les modèles décrits dans la littérature restent en général théoriques et non étayés par des résultats expérimentaux.

Pour commencer, nous allons considérer la présence d'un film continu, comme représenté sur la Figure 4.25, de résistivité et d'épaisseur connus, ou variables dans une plage supposée.

Nous supposerons ici que le film résistif n'est pas sujet à effet tunnel et qu'en conséquence la loi d'Ohm s'applique au niveau du film. Cette hypothèse est suggérée par Kogut (2005) qui a conclu que, pour un film d'épaisseur de l'ordre de 1 nm sur un contact Au-Au, la résistance d'effet tunnel peut être de l'ordre de  $10^6 \Omega$  et que la résistance de contact ne peut tomber à des valeurs faibles que si le film est rompu et offre des points de contact métal-métal.



Figure 4.25 Modèle de contact Au-Ni avec film résistif uniforme

#### 4.2.1.1. Description du modèle analytique

Nous nous intéressons ici au cas d'un contact Au-Ni, pour lequel nous disposons de :

- tests de micro-flexion effectués par Broué (2012), avec une force de contact maximale de  $250 \mu\text{N}$  ;
- une plage de valeurs pour la résistivité électrique de l'oxyde de nickel NiO : entre  $0,14 \Omega \text{ cm}$  et  $60 \Omega \text{ cm}$  (Lu *et al.* 2002, Wakefield *et al.* 1997, Sato *et al.* 1993) ;
- des épaisseurs indicatives de couche d'oxyde : Holm (1967) indique un nombre de couches d'atomes d'oxygène adsorbés de l'ordre de 2 après plusieurs heures à température ambiante. Les paramètres cristallins de NiO étant de l'ordre de  $0,4 \text{ nm}$  (Hotový *et al.* 1998), on estime l'ordre de grandeur de l'épaisseur d'une couche d'oxyde à  $1 \text{ nm}$ .

Nous choisissons donc, pour notre modèle, les données suivantes :

- rayon d'aire de contact mécanique :  $a = 130 \text{ nm}$ , conformément à ce qui a été obtenu précédemment par calcul EF mécanique ;
- résistivité de l'oxyde :  $\rho_{\text{NiO}} = 0,14 \Omega \text{ cm}$  à  $60 \Omega \text{ cm}$  ;
- épaisseur d'oxyde :  $h_1 = 1 \text{ nm}$ .

Avec l'hypothèse d'un film d'épaisseur uniforme faible devant les dimensions du contact, on peut simplement additionner la résistance de constriction et la résistance au passage de la couche d'oxyde :  $R_t = R_c + R_{\text{film}} = (\rho_{\text{Au}} / 4a + \rho_{\text{Ni}} / 4a) + \rho_{\text{NiO}} h_1 / (\pi a^2)$ , où  $a$  est le rayon du contact,  $h_1$  l'épaisseur du film et  $\rho$  la résistivité électrique.

#### 4.2.1.2. Résultats et analyse

La résistance obtenue par modèle analytique est dans une plage de  $26 \Omega$  à  $11300 \Omega$  pour  $\rho_{\text{NiO}}$  dans une plage de  $0,14 \Omega \cdot \text{cm}$  à  $60 \Omega \cdot \text{cm}$ . Et notre simulation EF apporte les mêmes résultats que la loi d'Ohm. Dans ce calcul analytique et dans la simulation numérique, la résistance du film est largement prédominante : la résistance de constriction seule représente  $0,18 \Omega$ . Les valeurs de résistances mesurées par Broué, à intensité faible donc à température considérée égale à la température ambiante au niveau du contact, étaient établies autour de  $2,5 \Omega$  sous courant faible, par exemple  $1 \text{ mA}$  ou  $10 \text{ mA}$ .

On peut donc penser que la présence d'un film continu d'oxyde de nickel, même de très faible épaisseur, ne permettrait pas d'obtenir des résistances de contact telles que celles qui ont été mesurées.

## 4.2.2. Film résistif non continu

Nous pensons donc que la présence d'un film d'oxyde est improbable s'il est continu sur la surface de contact mécanique. Imaginons donc un film non continu. Que ce film ait été endommagé localement par écrasement ou friction, ou par une autre cause, nous supposons désormais que certaines zones de la surface de contact mécanique présentent un contact métal-métal, alors que le reste de l'interface est quasiment isolant électriquement.

Nous pouvons donc envisager un modèle d'aspérité recouvert d'un film résistif qui comporte une ou plusieurs zones conductrices, à la manière d'un certain nombre d'études sur le contact ohmique qui considèrent des aires de « contact mécanique » et des aires de « contact électrique ».

### 4.2.2.1. Description des modèles EF & analytique

#### • Définition de la géométrie

Un modèle par éléments finis du contact Au-NiO-Ni est réalisé selon la géométrie présentée sur la Figure 4.26.

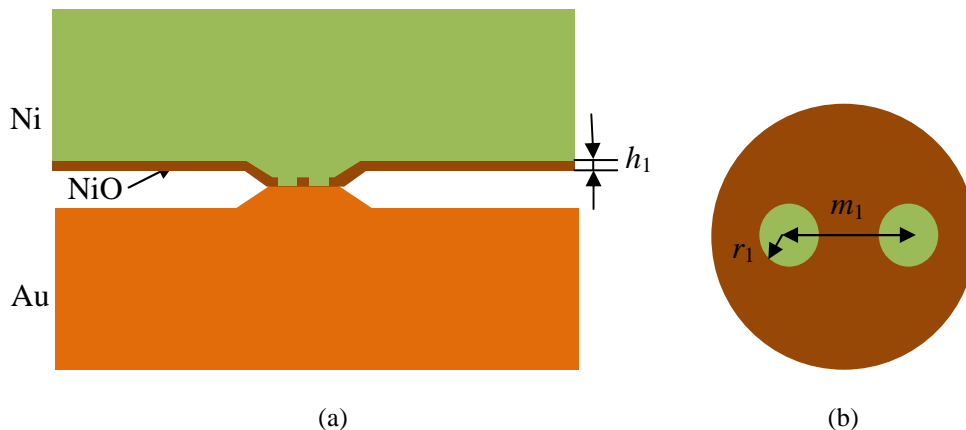


Figure 4.26 Schéma d'un modèle de nano-spots  
(a) vue en coupe, (b) détail du contact en section

Dans la suite, les zones de contact métal-métal incrustées dans le film d'oxyde sont appelées nano-spots, et on note :

- $h_1$  l'épaisseur du film d'oxyde ;
- $r_1$  le rayon des nano-spots ;
- $m_1$  la distance entre deux nano-spots voisins ;
- $n_1$  le nombre de nano-spots.

#### • Modèle EF

Le modèle par éléments finis reprend les caractéristiques du modèle présenté dans la partie 4.1.2 : entre autres, on considère une aspérité unique de rayon 120 nm, avec une pente de  $10^\circ$ , une hauteur de 6 nm et on impose un courant électrique d'intensité  $I = 10$  mA.

Le modèle de référence est défini avec :

- un rayon de nano-spot  $r_1 = 10$  nm. Cette valeur est choisie de manière à retrouver, par l'équation donnant la résistance de constriction, approximativement la valeur de RCE



mesurée expérimentalement par Broué, soit  $2,55 \Omega$  sous  $10 \text{ mA}$  et  $150 \mu\text{N}$  (cf. Figure 4.24) ;

- une hauteur de la couche d'oxyde  $h_1 = 3 \text{ nm}$  ;
- un nombre de nano-spots  $n_1 = 1$ .

Les propriétés thermoélectriques pour le film d'oxyde sont prises comme :  $\rho_{\text{NiO}} = 0,3 (\Omega \times \text{cm})$ ,  $\lambda_{\text{NiO}} = 40 (\text{W}/(\text{m} \times \text{K}))$ .

Sur la base de ce modèle, l'influence des paramètres sera analysée en considérant une variation de:

- $r_1$  :  $5 \text{ nm}$ ,  $10 \text{ nm}$ ,  $20 \text{ nm}$  ;
- $h_1$  :  $1,5 \text{ nm}$ ,  $3 \text{ nm}$ ,  $6 \text{ nm}$  ;
- $n_1$  :  $1$ ,  $2$ ,  $4$ ,  $9$  ;
- $m_1$  :  $30 \text{ nm}$ ,  $60 \text{ nm}$ ,  $120 \text{ nm}$ .

La Figure 4.27 donne un aperçu du maillage réalisé pour une aspérité comportant 9 nano-spots.

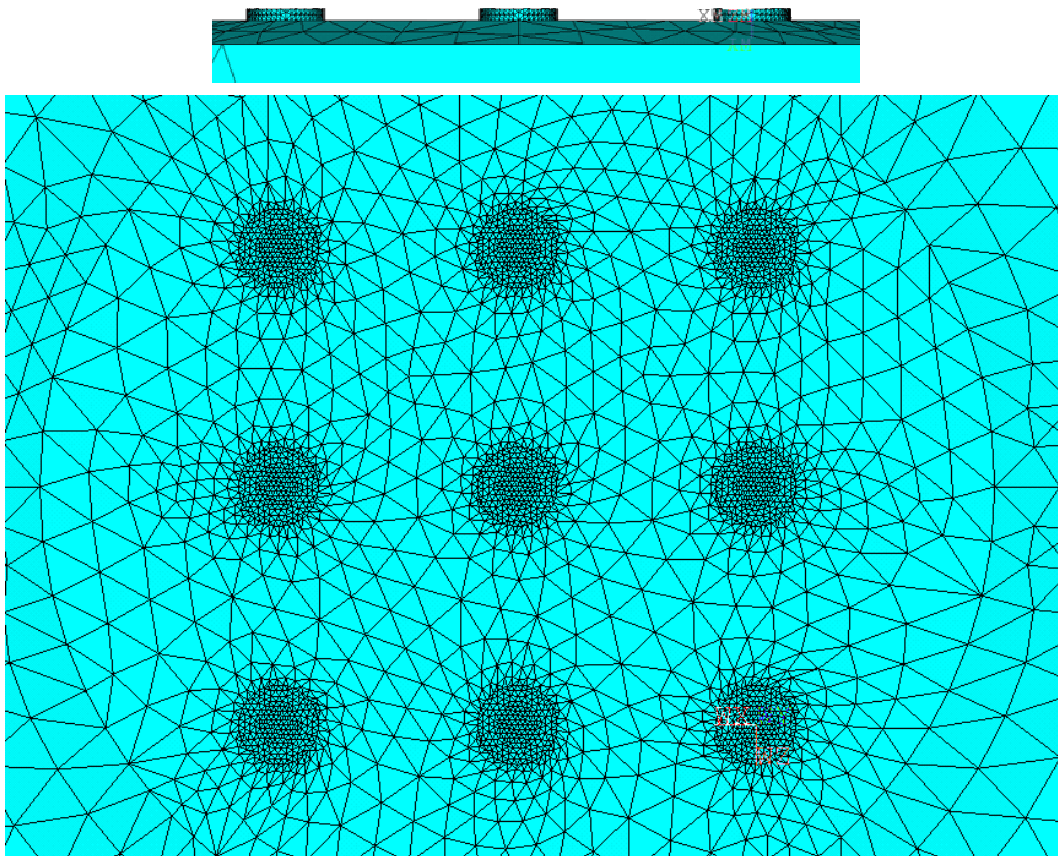


Figure 4.27 Maillage d'une aspérité comportant 9 nano-spots ;  $r_1 = 10 \text{ nm}$ ,  $h_1 = 3 \text{ nm}$  et  $m_1 = 60 \text{ nm}$

#### • *Modèle analytique*

D'autre part, nous détaillons ici un modèle analytique très simple destiné à évaluer approximativement la résistance de contact et la température maximale. Supposons que :

- la résistivité du film est suffisante pour le considérer parfaitement isolant ;

- les résistances de constriction sont calculées en régime diffusif ;
- les interactions électriques entre les nano-spots sont négligeables ;
- la géométrie globale s'apparente au problème initial de Holm (constriction entre deux solides semi-infinis de frontière plane). Plus précisément, on a en parallèle  $n_1$  constriction de rayon  $r_1$  ;
- on considère la résistance supplémentaire au niveau de chaque nano-spot comme la résistance d'un cylindre de hauteur  $h_1$  et de rayon  $r_1$ .

On peut alors écrire :

$$R_{\text{nano}} = \frac{1}{n_1} \frac{\rho_{\text{Au}} + \rho_{\text{Ni}}}{4r_1} + \frac{1}{n_1} \frac{\rho_{\text{Ni}} h_1}{\pi r_1^2} \quad (4.11)$$

Le premier terme de cette équation évalue la résistance de constriction de « nano-spot » et le second calcule la résistance équivalente du cylindre « nano-spot » en série avec la constriction.

On peut alors estimer la température maximale par le modèle de Kohlrausch (cf. chapitre 1) :

$$T_{\text{max}} = \sqrt{\frac{V_c^2}{4L} + T_0^2} = \sqrt{\frac{(R_{\text{nano}} \cdot I)^2}{4L} + T_0^2} \quad (4.12)$$

où  $V_c$  est la tension mesurée aux bornes du contact,  $L$  la constante de Lorentz ( $2.45 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega / \text{K}^2$ ) et  $T_0$  la température ambiante.

L'influence des paramètres du modèle sera évaluée et nous analyserons dans quelle mesure ce modèle peut donner des résultats corrects par rapport aux valeurs expérimentales de RCE et de température dont nous disposons.

## 4.2.2.2. Contact Au-Ni – Résultats des modèles et analyse

### 4.2.2.2.1. Avec un seul nano-spot

- **Effet du rayon  $r_1$  du nano-spot**

Le Tableau 4.9 résume les valeurs obtenues pour diverses valeurs de  $r_1$ .

Tableau 4.9 Résultats de contact Au-Ni avec 1 nano-spot de rayon variable

	$r_1$ (nm)	$h_1$ (nm)	$n_1$	$R_{EF}$ ( $\Omega$ )	$R_{\text{nano}}$ ( $\Omega$ )	$Dif\_R$ (%)	$T_{\text{max}}^{EF}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$T_{\text{max}}^{\text{théo}}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$Dif\_AT$ (%)
<b>1</b>	5	3	1	7,09	7,14	-0,7	104,2	98,301	7,260
<b>2</b>	10	3	1	2,96	2,917	1,46	34,97	34,457	3,487
<b>3</b>	20	3	1	1,318	1,295	1,76	22,96	22,906	1,841

On note l'impact fort du rayon de constriction sur la résistance et en conséquence sur la température maximale. Encore une fois, le fait de mal connaître la géométrie de la constriction rend illusoire tout calcul prédictif de la résistance de contact.

Les résultats indiquent aussi, à nouveau, que le calcul de la résistance de constriction par la formule analytique (4.11) produit des erreurs en général très acceptables dans nos configurations.

Quant à la position de l'isotherme maximale, les résultats de simulations produisent des valeurs très proches des résultats analytiques (formule de Holm, équation (1.78)) pour les petits spots. Pourtant, l'écart entre simulation et calcul analytique augmente lorsque le rayon des nano-spots augmente (cf. Figure 4.28). On peut supposer que cet écart vient de la couche d'oxyde autour des spots conducteurs ; comme l'oxyde n'est pas complètement isolant en termes électrique et thermique, l'évacuation de chaleur peut être facilitée.

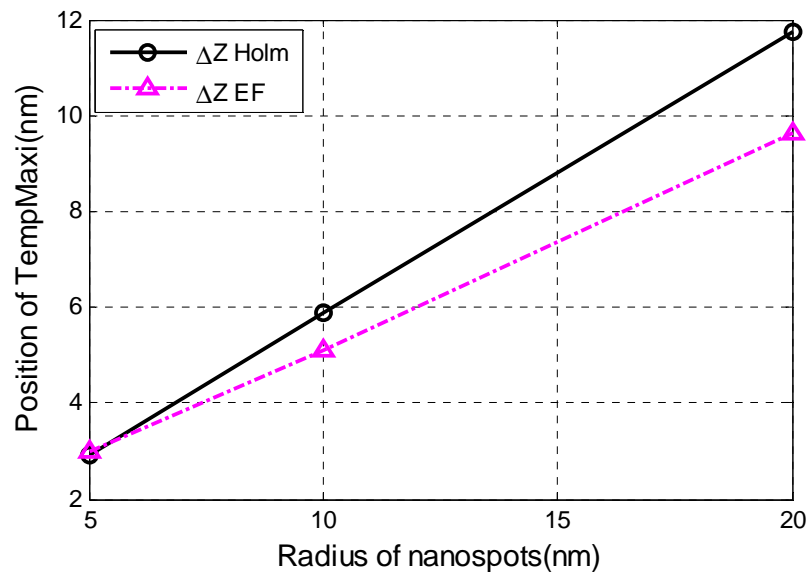


Figure 4.28 Position de l'isotherme maximale en fonction du rayon de nano-spot, comparaison simulation / formule de Holm (équation (1.78))

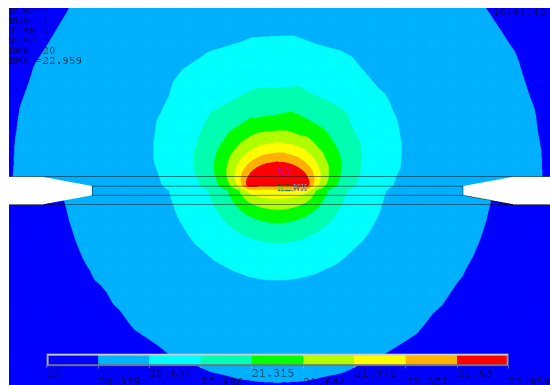


Figure 4.29 Distribution de la température pour  $r_1 = 20$  nm,  $T_0 = 20$  °C et  $T_{\max} = 22.96$  °C

La Figure 4.29 permet d'apprécier la distribution de température autour du nano-spot. L'électrode supérieure est l'électrode de nickel, de résistivité supérieure à celle de l'électrode inférieure en or. D'après ce graphe, l'augmentation de température est très localisée : avec une telle configuration, on peut estimer qu'approximativement quatre cinquièmes de la surface de contact mécanique subissent une élévation de température inférieure au quart de l'augmentation maximale. Cela suggère que, de manière générale, si un affaiblissement notable de la tenue mécanique de l'aspérité est dû à l'augmentation des températures, la température maximale au niveau du nano-spot est probablement très élevée.

- **Effet de l'épaisseur  $h_1$  du film résistif**

La plage utilisée pour l'épaisseur  $h_1$  du film d'oxyde correspond à ce qui a été trouvé dans la littérature. La valeur de 1,5 nm est tirée de (Kogut et Komvopoulos 2004). Nous avons choisi une limite haute de 6 nm d'après (L.Kogut 2005) et (Umemoto *et al.* 1978)

Le Tableau 4.10 résume les valeurs obtenues en faisant varier  $h_1$ .

Tableau 4.10 Simulation d'un micro-contact Au-Ni avec 1 nano-spot et  $h_1$  variable

	$r_1$ (nm)	$h_1$ (nm)	$n_1$	$R_{EF}$ ( $\Omega$ )	$R_{nano}$ ( $\Omega$ )	$Dif\_R$ (%)	$T_{max\_EF}$ ( $^{\circ}C$ )	$T_{max\_théo}$ ( $^{\circ}C$ )	$Dif\_AT$ (%)
1	10	1,5	1	2,58	2,59	-0,387	31,26	31,458	-1,743
2	10	3	1	2,96	2,917	1,46	34,97	34,457	3,486
3	10	6	1	3,636	3,57	1,83	42,33	41,409	4,211

Malgré la simplification extrême de la géométrie de ce qu'on peut imaginer être des spots de conduction électrique, il semble que l'épaisseur du film pourrait avoir une influence sensible sur la résistance de contact. Notons aussi que les valeurs de résistance obtenues ici sont du même ordre que certaines valeurs de résistance de contact expérimentales de Broué : typiquement 2,5  $\Omega$  pour un contact Au-Ni (*cf.* Figure 4.24).

Concernant la localisation de la température maximale, on trouve que la valeur de  $\Delta z$  augmente avec l'épaisseur du film. Mais comme l'épaisseur du film est dans une plage faible (de un nanomètre à cinq nanomètres d'après Kogut (2005)), nous pouvons conclure que l'incertitude sur l'épaisseur du film n'a pas une importance élevée sur la localisation de l'isotherme maximale.

#### 4.2.2.2.2. Avec plusieurs nano-spots

Nous terminons cette étude avec l'analyse des résultats de quelques configurations d'une aspérité parsemée de quelques nano-spots. A nouveau, la configuration géométrique est plus complexe que la configuration de calcul de Holm (1.61) et Greenwood (1.64). La modélisation EF est donc *a priori* plus adaptée à fournir des résultats précis, comme nous l'avons trouvé dans la partie 4.1.3.1.

Nous faisons varier le nombre  $n_1$  de nano-spots avec trois valeurs : 2, 4 et 9.

- **Effet du nombre de nano-spots**

Ici les nano-spots sont répartis de manière à définir une zone de « contact électrique apparent » approximativement identique. La Figure 4.30 montre une géométrie d'aspérité avec 9 nano-spots, vue de dessus. Les deux cercles concentriques délimitent le cône de l'aspérité de rayon de 120 nm.

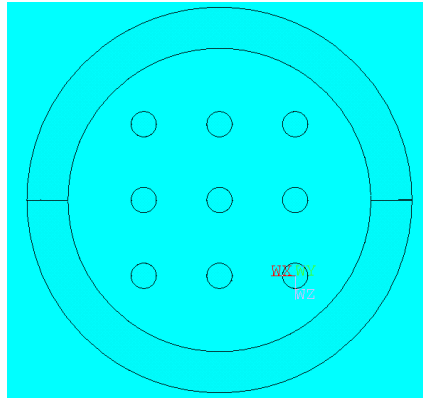


Figure 4.30 Schématisation d'une aspérité comportant plusieurs nano-spots pour la simulation EF

Le Tableau 4.11 récapitule les résultats des simulations.

La résistance prédite par modèle analytique (cf. équation (4.11)) est inversement proportionnelle au nombre de spots. Celle issue de simulations est un peu plus élevée, et l'écart entre modèle EF et modèle analytique devient plus grand avec les spots plus nombreux et plus proches uns et autres. Ceci indique l'importance de l'interaction de nano-spots qui doit être prise en compte dans le modèle analytique.

Tableau 4.11 Simulation d'un micro-contact Au-Ni : influence du nombre de nano-spots

	$r_1$ (nm)	$h_1$ (nm)	$n_1$	$m_1$ (nm)	$R_{EF}$ ( $\Omega$ )	$R_{nano}$ ( $\Omega$ )	$Dif\_R$ (%)	$T_{max\_EF}$ ( $^{\circ}C$ )	$T_{max\_théo}$ ( $^{\circ}C$ )	$Dif\_DT$ (%)
<b>1</b>	10	3	1		2,96	2,917	1,46	34,97	34,457	3,49
<b>2</b>	10	3	2	120	1,547	1,458	5,92	24,035	23,68	9,2
<b>3</b>	10	3	4	120	0,825	0,729	12,355	21,13	20,924	20,06
<b>4</b>	10	3	9	60	0,475	0,324	37,8	20,36	20,183	65,19

La Figure 4.31 montre la localisation de l'isotherme maximale en fonction du nombre de spots pour les spots de rayon  $r_1=10$  nm et 5 nm. On trouve que le nombre de nano-spots a très peu d'influence sur cette position. Cela correspond bien à la formule de Holm, où la localisation ne dépend que de rayon du spot pour un contact défini. Notons que cela n'est vrai que si les spots sont suffisamment éloignés les uns des autres. Dans le cas « 9 spots », l'interaction électrique devient sensible, et la valeur de  $\Delta z$  est sensiblement plus élevée que dans les autres cas.

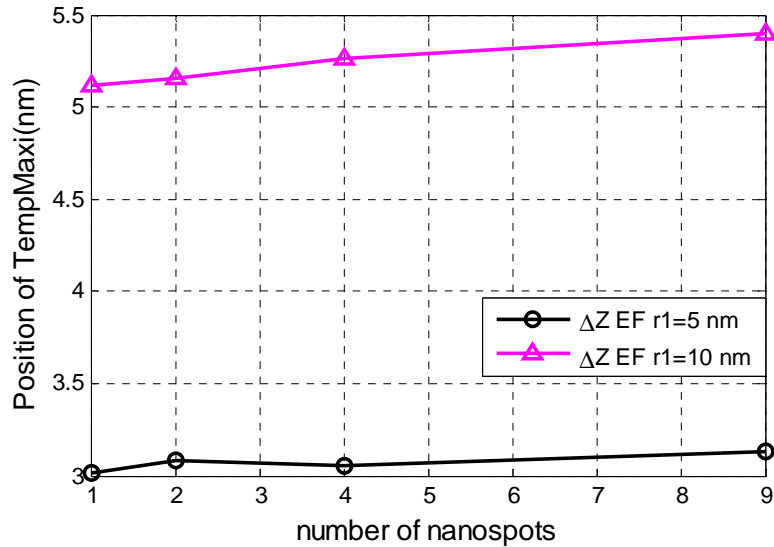


Figure 4.31 La localisation de l'isotherme maximale en fonction de nombre des nano-spots : pour le rayon des spots  $r_1 = 5$  nm et  $h = 10$  nm

- **Effet de la distribution des nano-spots**

On a choisi ici de quantifier l'effet de l'interaction électrique entre les nano-spots dans le cas  $n_1 = 4$ . Le Tableau 4.12 donne les résultats obtenus.

Tableau 4.12 Simulation d'un micro-contact Au-Ni comportant 4 nano-spots : influence de leur distribution

	$r_1$ (nm)	$h_1$ (nm)	$n_1$	$m_1$ (nm)	$R_{EF}$ ( $\Omega$ )	$R_{nano}$ ( $\Omega$ )	$Dif\_R$ (%)	$T_{max\_EF}$ ( $^{\circ}C$ )	$T_{max\_théo}$ ( $^{\circ}C$ )	$Dif\_dT$ (%)
1	10	3	4	30	1,072	0,729	38,09	21,859	20,924	67,19
2	10	3	4	60	0,905	0,729	28,54	21,327	20,924	35,81
3	10	3	4	120	0,825	0,729	12,355	21,13	20,924	20,06

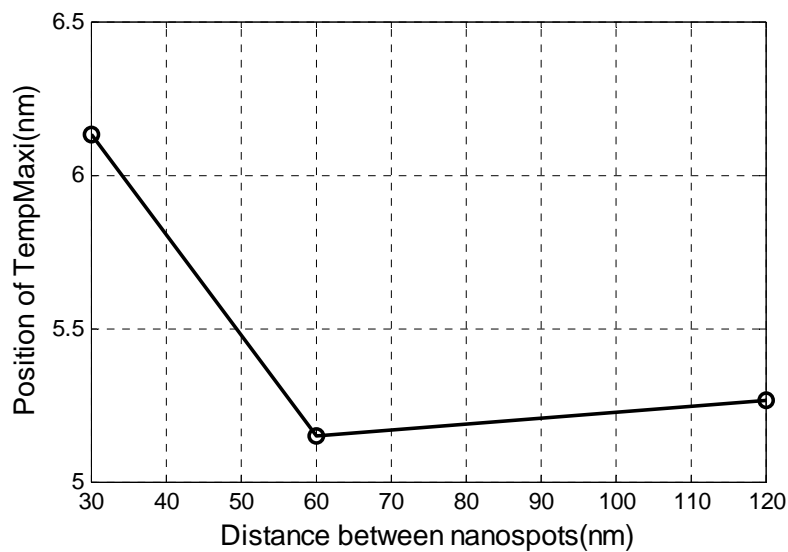
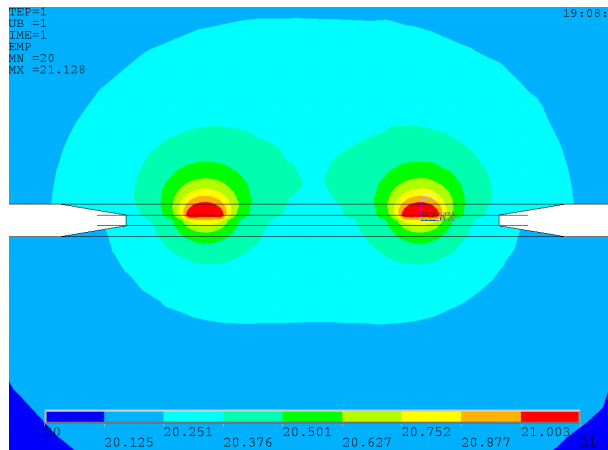
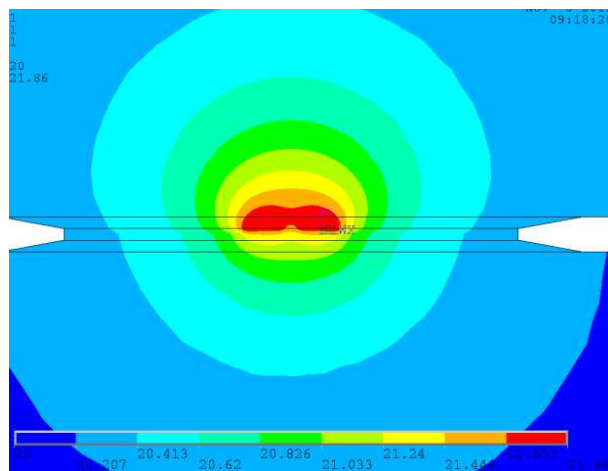


Figure 4.32 Localisation de l'isotherme maximale en fonction de la distance entre des nano-spots pour le modèle à 4 nano-spots



(a)



(b)

Figure 4.33 Distribution de la température avec 4 nano-spots, vue en coupe, avec distance entre les nano-spots : (a) 120 nm et (b) 30 nm

Comme on s’y attendait, on constate que si la distance entre nano-spots diminue, l’interaction électrique augmente et la résistance de constriction augmente également. Selon les résultats de simulations, elle augmente 30% environ si la distance diminue de 120 nm à 30 nm. Comme les calculs analytiques ne prennent pas en compte l’interaction entre les spots, l’écart entre les résultats issus de simulations EF et calculs analytiques augmente lorsque la distance diminue. De plus, l’élévation de la température est plus importante (65% d’augmentation).

Quant à la localisation de l’isotherme maximale, comme il a été expliqué dans la partie 4.1.3.1, et comme le montre la Figure 4.33, le rapprochement des nano-spots conduit à quasiment fusionner les nano-spots et repousse l’isotherme maximale.

D’après les simulations du chapitre 2, et vu les propriétés mécaniques du nickel, on déduit que la surface de contact apparent pour un contact Au-Ni sera typiquement un disque de rayon 120 à 150 nm. Les spots sont donc probablement assez proches pour que l’interaction électrique augmente sensiblement la température de contact et la localisation de l’isotherme maximale.

### 4.2.2.3. Remarques sur la résistivité électrique du film

Les simulations précédentes ont été réalisées avec une valeur de résistivité électrique du film de  $0,3 \Omega \text{ cm}$ , choisie sur la base d'une plage relevée dans la littérature :  $0,14 \Omega \text{ cm} - 60 \Omega \text{ cm}$ . Cette plage provient de valeurs mesurées sur des échantillons sur lesquels on a déposé une couche d'oxyde. Elle est très large, car les propriétés électriques dépendent beaucoup des paramètres de fabrication. Aucune certitude n'est donc présente sur la résistivité d'un film d'oxyde qui s'est formé par oxydation d'un échantillon de nickel sous atmosphère non contrôlée, ce qui est le cas des échantillons dont nous utilisons les résultats expérimentaux.

Par ailleurs, si le rapport des résistivités entre nickel et oxyde de nickel est de l'ordre de 20 000 au minimum d'après les données trouvées, il est beaucoup plus faible pour d'autres matériaux comme le ruthénium : la résistivité de l'oxyde de ruthénium n'est que 5 fois plus élevée que celle du ruthénium, selon certaines mesures (Avec  $\rho_{\text{Ru}} = 76 \text{ (n}\Omega \times \text{m)}$  et  $\rho_{\text{RuO}_2} = 350 \text{ (n}\Omega \times \text{m)}$ , Hawk *et al*, 1991).

Nous allons, dans les paragraphes qui suivent, analyser la résistance de contact et proposer un modèle analytique pour le cas où la résistivité du film n'est plus suffisante pour que le film soit considéré comme infiniment isolant.

Reprenons le modèle EF précédent, avec  $n_1 = 1$  et  $r_1 = 10 \text{ nm}$  et choisissons des valeurs de résistivité du film d'oxyde plus faibles que précédemment, au minimum un millième de la résistivité du nickel. On considère ainsi  $\rho_{\text{NiO}}$  variant de  $7,5 \times 10^4 \text{ n}\Omega \text{ m}$  à  $0,6 \times 10^9 \text{ n}\Omega \text{ m}$ . La Figure 4.34 présente un graphe de l'évolution de la résistance de constriction calculée par éléments finis en fonction de la résistivité de l'oxyde.

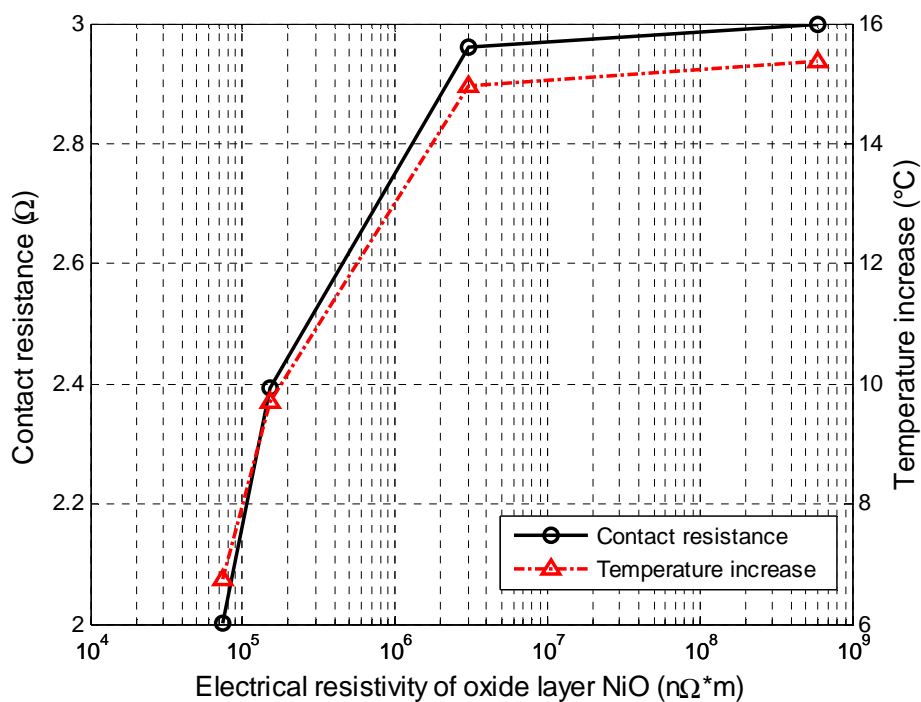


Figure 4.34 Simulation du microcontact Au-Ni : influence de la résistivité électrique du film NiO, pour un nanospot de rayon  $r_1 = 10 \text{ nm}$

On constate que, pour la valeur la plus faible de la résistivité de l'oxyde (qui est 20 fois inférieure à l'estimation basse trouvée dans la littérature), la résistance de constriction chute sensiblement. Cela indique que la conductivité du film d'oxyde, sur toute la surface du



sommet de l'aspérité, n'est plus négligeable. Si l'on évalue la résistance d'une constriction de rayon  $a$  en série avec un cylindre d'oxyde de rayon  $a$  et de hauteur  $h_1$ , on a :

$$R_{film} = \frac{\rho_{Ni} + \rho_{Au}}{4a} + \rho_{NiO} \frac{h_1}{\pi a^2} \quad (4.13)$$

On peut alors envisager que la résistance totale correspond à mettre en parallèle :

- cette constriction de rayon  $a$ , avec couche d'oxyde (4.13) ;
- la constriction de rayon  $r_1$ , sans couche d'oxyde (4.11).

On a alors finalement :

$$R_{total} = \left( \frac{1}{R_{nano}} + \frac{1}{R_{film}} \right)^{-1} = \left[ \left( \frac{\rho_{Ni} + \rho_{Au}}{4r_1} + \rho_{Ni} \frac{h_1}{\pi r_1^2} \right)^{-1} + \left( \frac{\rho_{Ni} + \rho_{Au}}{4a} + \rho_{NiO} \frac{h_1}{\pi a^2} \right)^{-1} \right]^{-1} \quad (4.14)$$

Le Tableau 4.13 résume quelques valeurs de RCE calculées par simulation et par cette expression analytique.

Tableau 4.13 Simulation d'un micro-contact Au-Ni avec 1 nano-spot,  $r_1=10$  nm et  $h_1=3$  nm : influence de la résistivité électrique du film NiO

	$\rho_{NiO}$ (n $\Omega$ ×m)	$R_{EF}$ ( $\Omega$ )	$R_{total}$ ( $\Omega$ )	$R_{nano}$ ( $\Omega$ )	$Dif\_R$ (%)	$T_{max\_EF}$ ( $^{\circ}$ C)	$T_{max\_théo}$ ( $^{\circ}$ C)	$Dif\_AT$ (%)
<b>1</b>	$7,5 \times 10^4$	2,001	1,864	2,917	7,089	26,759	25,987	12,11
<b>2</b>	$3 \times 10^6$	2,960	2,875	2,917	2,913	34,966	34,052	6,299
<b>3</b>	$6 \times 10^9$	2,998	2,917	2,917	2,739	35,359	34,456	6,057

Ces résultats valident la modélisation analytique, dans la plage étudiée ici tout du moins. On a donc une évaluation très aisée de la possibilité de considérer le film comme parfaitement isolant : si  $R_{nano}$  est suffisamment proche de  $R_{total}$ , cela signifie que le matériau du film peut être considéré comme parfaitement isolant.

On remarque en outre que la conductivité électrique du film n'est plus négligeable si sa résistivité vaut un millième de celle du nickel. Vraisemblablement, avec un métal comme le ruthénium pour lequel la résistivité de l'oxyde est peu élevée, nos modèles mèneraient à des conclusions différentes de celles du cas Ni-Au.

### 4.3. Conclusions

Nous avons trouvé qu'inclure dans nos modèles éléments finis la dépendance de la résistivité électrique et de la conductivité thermique en température ne suffit pas à retrouver les tendances constatées expérimentalement sur la relation entre l'intensité du courant électrique et la résistance électrique. Cela peut indiquer qu'un phénomène non pris en compte prévaut sur l'augmentation de résistivité et cause une diminution de la résistance électrique, par exemple :

- la diminution de dureté due à l'échauffement, qui pourrait impliquer une augmentation de l'aire de contact ;

- des modifications physiques de films résistifs en surface liées à l'augmentation de température.

Par ailleurs, des calculs de résistance de constriction sur des configurations physiquement vraisemblables comportant un ou plusieurs nano-spots ont été effectués. Certains de ces calculs donnent des valeurs de résistance en accord avec des mesures expérimentales sur des microcontacts or-nickel. Il semble donc possible que de tels modèles soient conformes à la réalité d'un contact faiblement chargé tel qu'un contact de micro-commutateur.

Plusieurs paramètres restent définis de manière relativement incertaine. Nous pensons par exemple ici à la résistivité du film d'oxyde de nickel et plus généralement à la composition et à la géométrie des films résistifs ou isolants présents en surface des électrodes.

Enfin, notons que nous ne nous sommes pas attachés à évaluer les résistances de constriction en régime balistique. Cela nous semble être un point important pour confirmer les conclusions du travail réalisé.

## 4.4. Bibliographie du Chapitre 4

- ASM, International Handbook Committee. 1990. *Metals Handbook*. ASM International.
- Broué, A., A. Dhennin, P.-L. Charvet, P. Pons, N. Ben Jemaa, P. Heeb, F. Coccetti, et R. Plana. 2010. « Multi physical characterization of micro contact materials for MEMS switches ». In *2010 Proceedings of the 56th IEEE Holm Conference*.
- Broué, Adrien. 2012. « Analyse multi physique des sources de défiabilisation du microcontact électrique à destination des interrupteurs MEMS ». Univ de Toulouse.
- Ferizović, Dino, Lindsay K. Hussey, Ying-Sheng Huang, et Martin Muñoz. 2009. « Determination of the room temperature thermal conductivity of RuO<sub>2</sub> by the photothermal deflection technique ». *Applied Physics Letters* 94 (13) (avril 3): 131913-131913-3. doi:doi:10.1063/1.3115030.
- Hawk, Roger M., Kamesh V. Gadepally, et David N. Patangia. 1991. « Properties of ruthenium oxide coatings ». In *Proceedings Arkansas Academy of Science*.
- Holm, R. 1967. *Electric Contacts-Theory and Applications, 4th edn*. Édité par R. Holm. Berlin: Springer.
- Hotový, I, D Búč, Š Haščík, et O Nennewitz. 1998. « Characterization of NiO thin films deposited by reactive sputtering ». *Vacuum* 50 (1-2) (mai): 41-44. doi:10.1016/S0042-207X(98)00011-6.
- Ke, Feixiang, Jianmin Miao, et J. Oberhammer. 2008. « A Ruthenium-Based Multimetal-Contact RF MEMS Switch With a Corrugated Diaphragm ». *Journal of Microelectromechanical Systems* 17 (6) (décembre): 1447 -1459. doi:10.1109/JMEMS.2008.2004786.
- Kogut, L. 2005. « Electrical performance of contaminated rough surfaces in contact ». *Journal of Applied Physics* 97: 103723-1-103723-5.
- Kogut, L. et K. Komvopoulos. 2004. « Electrical contact resistance theory for conductive rough surfaces separated by a thin insulating film ». *Journal of Applied Physics* 95: 576-585.

- Lewis, F. B., et N. H. Saunders. 1973. « The thermal conductivity of NiO and CoO at the Neel temperature ». *J. Phys. C: Solid State Phys.* 6: 2525-2532.
- Lide, David R., et Robert C. Weast. 1986. *Handbook of Chemistry and Physics, 67th Edition*. 67<sup>e</sup> éd. CRC Press.
- Lu, Y. M., W. S. Hwang, J. S. Yang, et H. C. Chuang. 2002. « Properties of nickel oxide thin films deposited by RF reactive magnetron sputtering ». *Thin Solid Films* 420-421: 54-61.
- Majumder, S., N.E. McGruer, G. G. Adams, P.M. Zavracky, Richard H. Morrison, et Jacqueline Krim. 2001. « Study of contacts in an electrostatically actuated microswitch ». *Sensors and Actuators A: Physical* 93 (1) (août 25): 19-26.  
doi:10.1016/S0924-4247(01)00627-6.
- Rezvani, O., C. Brown, M. A. Zikry, A. I. Kingon, J. Krim, D. L. Irving, et D. W. Brenner. 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 (2) (juillet 28): 024513-024513-5. doi:doi:10.1063/1.2953072.
- Sano, Y. 1985a. « Effect of space angle on constriction resistance and contact resistance for a point contact ». *J. Appl. Phys* 58: 2654-2654.
- Sano, Y. 1985b. « Effect of Space Angle on Constriction Resistance and Contact Resistance for the Case of Line Contact ». *IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology* CHMT-8: 228-234.
- Sato, H., T. Minami, S. Takata, et T. Yamada. 1993. « Transparent conducting p-type NiO thin films prepared by magnetron sputtering ». *Thin Solid Films* 236: 27-31.
- Slade, P. G., éd. 1999. *Electrical Contacts-Principles and Applications*. New York: Marcel Dekker.
- Timsit, R. S. 2006. « Electrical Conduction Through Small Contact Spots ». *Transactions on Components and Packaging Technologies* 29: 727-734.
- The Physics Factbook™, « Resistivity of Gold», édité par Glenn Elert – rédigé par ses élèves, disponible sur <http://hypertextbook.com/facts/2004/JennelleBaptiste.shtml>
- Umamoto, T., T. Takeuchi, et R. Takana. 1978. « The behavior of surface oxide film on Ruthenium and Rhodium plated contacts ». *IEEE Transactions on Components Hybrids and Manufacturing Technology* CHMT-1: 103-107.
- Wakefield, G., P. J. Dobson, Y. Y. Foo, A. Loni, A. Simons, et J. L. Hutchison. 1997. « The fabrication and characterization of nickel oxide films and their application as contacts to polymer/porous silicon electroluminescent devices ». *Semicond. Sci. Technol* 12: 1304-1309

# Conclusion générale

Les micro-commutateurs ohmiques présentent des avantages par rapport aux relais traditionnels grâce à leur petite taille. Cependant, leurs faibles dimensions entraînent des comportements différents de leurs homologues macros en termes mécaniques et thermoélectriques, et leur fiabilité pose des problèmes technologiques non résolus à l'heure actuelle. Les travaux présentés ici approfondissent l'étude menée par *Pennec* au LAAS, qui a fourni une réponse à la question : « Peut-on améliorer la connaissance des micro-commutateurs ohmiques grâce à des modèles de contact par éléments finis ? ».

Le premier chapitre nous a permis d'introduire les notions fondamentales à notre étude, ainsi que de présenter certains travaux significatifs dans les domaines concernés. Dans le domaine de la mécanique, nous avons abordé les lois de comportement matériau, le contact entre une sphère et un plan parfaitement lisses, puis les catégories de description de surface rugueuse et quelques développements théoriques associées. Cela nous a permis d'entrevoir les possibilités de prédiction de surface de contact.

La résistance électrique de contact a été abordée par différentes théories, qui ont permis d'amener la notion de constriction électrique ainsi que les expressions classiques de calcul de résistance de constriction en fonction de l'aire d'un spot de contact. Ont aussi été discutés l'influence de la forme, du nombre et de la distribution des spots de contact, ainsi que les contacts minces et les contacts structurés en couches de résistivité électrique différentes. Quelques études ont aussi été citées à propos des films résistifs ou isolants qui se forment souvent en surface des électrodes.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à la physique thermoélectrique du contact. En particulier, nous avons rappelé les éléments théoriques classiques de calcul de température maximale de contact et de localisation de l'isotherme maximale. Quelques travaux de modélisation multiphysique de contact électrique ont enfin été présentés.

Le deuxième chapitre a été consacré au comportement mécanique du contact de micro-commutateur. La méthode développée par *Pennec* a tout d'abord été décrite en détail.

L'idée de *Pennec* a consisté à développer une méthode qui couple l'acquisition de topographie par un microscope à force atomique et la simulation grâce à un logiciel de calcul par éléments finis. L'outil de modélisation du contact rugueux ainsi mis au point vise la prédiction de résistance électrique de contact sous force faible. Si les travaux de *Pennec* ont produit des résultats encourageants, la confirmation de la justesse des modèles élaborés n'avait pas été apportée. En effet, la validation des résultats de résistance de contact a été empêchée par des phénomènes électriques impossibles à modéliser en l'état actuel de nos connaissances. Nous nous sommes donc attachés à valider la méthode *Pennec* en termes de comportement mécanique. Cette validation a été réalisée sur deux types de test de contact mécanique par comparaison de la raideur tangente au cours du chargement ou du déchargement.

Le premier, par indentation sur un échantillon plan d'or, a montré un bon accord entre simulation et expérimentation au-delà d'un seuil de force de contact de quelques dizaines de micronewtons, malgré une dispersion assez élevée sur les courbes expérimentales.

Pour le second, par actionnement mécanique d'une structure de micro-commutateur, la raideur de contact estimée par les simulations était approximativement deux fois plus élevée que celle relevée expérimentalement. Une des causes possibles réside dans l'historique des échantillons, qui ont subi une préparation appelée « burn-in », un écrasement fort sous intensité électrique élevée.

L'influence de la rugosité sur le comportement mécanique de contact a ensuite fait l'objet d'une étude numérique. Les résultats ont montré que les résultats sont peu affectés par une variation de rugosité si le contact est fortement plastique ; autrement dit, utiliser un matériau moins dur diminue l'influence de la rugosité sur la simulation mécanique.

L'influence de la résolution de modélisation a aussi fait l'objet d'investigations. La même conclusion a été trouvée : un contact qui plastifie très fortement est peu affecté par la finesse du maillage. Le choix optimal de la résolution de l'acquisition AFM et du maillage pourrait donc prendre en compte la dureté des matériaux des électrodes, ainsi que la gamme d'interférence ou la gamme de force de contact dans laquelle des résultats précis sont escomptés.

Le chapitre 3 s'est intéressé à la méthode de modélisation de contact mécanique et électrique dans son ensemble.

La première partie de ce chapitre a détaillé des travaux utilisant la méthode qui couple simulation par éléments finis du contact mécanique et calcul analytique de résistance de contact. Le calcul analytique de résistance de contact s'est limité à évaluer une limite supérieure et une limite inférieure de résistance. L'écart entre ces deux limites est dû à l'interaction électrique entre les spots de contact. En pratique, cet écart a été trouvé faible aux efforts de contact faibles et pour les maillages grossiers. Enfin, conséquence directe d'une conclusion donnée plus haut, l'influence de la résolution du maillage a été trouvée plus importante dans les cas qui présentent une plastification faible.

La deuxième partie du chapitre 3 s'est intéressée à mettre en œuvre et tester les possibilités offertes par la simulation multiphysique, d'abord en couplage direct, puis en couplage séquentiel. Il a été montré que la simulation multiphysique peut remplacer avantageusement le calcul analytique de résistance de contact, et offre des performances supérieures : meilleure prise en compte de la géométrie des électrodes et des interactions électriques, en particulier. Toutefois, par rapport à la résolution d'un problème structure seul, les temps de calcul, voire les risques de non-convergence, sont légèrement plus élevés dans le cas d'un calcul en couplage séquentiel, et beaucoup plus élevés dans le cas d'un calcul en couplage direct, au point de rendre la méthode avec couplage direct non utilisable en pratique, sauf si l'on se contente d'un modèle maillé grossièrement.

Enfin, il a été constaté, grâce à un modèle de micro-commutateur en calcul avec couplage séquentiel, que les valeurs de résistance de contact issues des simulations sont beaucoup plus faibles que les valeurs mesurées expérimentalement. Ce constat est récurrent dans les travaux de modélisation de contact ohmique sous très faible force de contact. La cause vraisemblable citée dans la littérature est la présence de films résistifs ou isolants en surface des électrodes.

En conséquence, dans le chapitre 4, nous avons commencé par créer un modèle simplifié d'aspérité dans le but d'évaluer les possibilités de modéliser les contacts par éléments finis en incluant ces films de surface.

Après avoir validé un modèle d'aspérité simplifié, deux stratégies de modélisation de film résistif ont été envisagées et développées sur un contact or-nickel, en supposant que l'électrode de nickel est recouverte d'un film d'oxyde de nickel, et que la surface de l'électrode d'or, au contraire, n'est pas polluée.

La première stratégie a supposé que le film résistif est continu sur toute la surface de contact. Les résultats de l'étude analytique menée ici ont indiqué que, avec des caractéristiques de film d'oxyde réalistes, les résistances de contact seraient largement plus élevées que celles qui ont été relevées expérimentalement.

La deuxième stratégie a considéré la présence de « trous » dans le film d'oxyde, qui rendent possible un contact métal-métal sur une aire réduite par rapport à l'aire de contact mécanique. Les mesures expérimentales de résistance électrique de contact dont nous avons disposé impliquent que les surfaces de contact métal-métal ne peuvent avoir des dimensions supérieures à quelques nanomètres ; nous avons donc baptisé ces surfaces « nano-spots ». L'étude subséquente a montré que :

- les hypothèses émises mènent à des modèles vraisemblables et dont la résistance de contact est d'un ordre de grandeur réaliste ;
- si l'on suppose que les nano-spots n'ont pas une dimension caractéristique bien inférieure au nanomètre, les effets d'interaction électrique entre les spots sont assez faibles pour être négligés dans un but de prédiction grossière de résistance de contact.

Enfin, une étude a été menée dans le but de quantifier dans quelle mesure le film résistif peut être considéré comme parfaitement isolant. Nous avons montré que le film d'oxyde de nickel pouvait être considéré comme parfaitement isolant, avec les hypothèses émises sur son épaisseur. En revanche, il est apparu que, pour le ruthénium par exemple, la conductivité de l'oxyde est probablement non négligeable. Cela est bien sûr dépendant de l'épaisseur du film d'oxyde, sur laquelle peu d'informations fiables sont disponibles.

Les perspectives du travail réalisé se répartissent dans plusieurs catégories :

- les suites directes envisageables

Si l'on considère que les résultats obtenus dans le chapitre 4 sont basés sur des hypothèses saines, une étude relativement simple nous semble possible avec pour objectif de tester dans quelle mesure une simulation d'aspérité simplifiée en couplage direct pourrait reproduire les effets dits de « ramollissement » observés lors du passage de courant d'intensité élevée dans un micro-commutateur. De tels modèles par éléments finis, sans prétention prédictive, pourraient se révéler intéressants pour une étude d'influence de paramètres par exemple.

Une autre idée consiste à envisager, au contraire, de se débarrasser des films de surface : peut-on nettoyer les électrodes d'un micro-commutateur, puis l'actionner afin de mesurer une résistance de contact ? Si on répond par l'affirmative, on peut espérer valider les méthodes de modélisation globale développées dans le chapitre 3.

- les travaux bibliographiques ou expérimentaux

Si la clé du problème réside dans la connaissance des films présents en surface sur les électrodes, il est clair que des efforts soutenus orientés vers la compréhension des

phénomènes physiques qui s'y déroulent seraient justifiés. En premier lieu, un effort de recherche bibliographique conséquent est à consentir.

On peut aussi imaginer des tests expérimentaux qui viendraient ajouter des éléments concrets aux éléments dont nous disposons. Nous pensons à des mesures de résistivité de surface sur des électrodes, par exemple, qui pourraient alimenter la justification des modèles « nano-spots ».

S'il s'avérait que les films sont continus en surface des électrodes et de résistance élevée, une question ferait alors surface : des « nano-fractures » peuvent-elles être produites lors du contact mécanique entre les électrodes ? Cette question suggère d'autres expérimentations.

- les sujets connexes effleurés

Ces travaux de thèse ont donné de nombreuses occasions d'effleurer des sujets voisins de celui que nous avons traité. Par exemple, si l'on pense au fluage ou aux forces d'adhésion entre les électrodes, il est clair que les modèles de contact mécanique par éléments finis basés sur des relevés topographiques offrent des possibilités innombrables.

*“All models are wrong, but some are useful”*

*- Statistician George E P Box*

# Modélisation par éléments finis du contact ohmique de microcommutateur MEMS

## Résumé

Les microcommutateurs MEMS ohmiques comportent un contact électrique sous très faible force, très sensible à des paramètres difficiles à maîtriser. Ce contact a été l'objet d'une méthode de modélisation développée précédemment au LAAS-CNRS, dont le principe consiste à effectuer une simulation par éléments finis du contact mécanique avec les données AFM puis évaluer analytiquement la résistance électrique. Cette thèse a pour objectif d'évaluer les possibilités d'extension de cette méthode à des simulations multiphysiques.

La thèse comporte une partie dédiée à la validation de la simulation mécanique par éléments finis par rapport à des résultats expérimentaux obtenus précédemment.

Des simulations multiphysiques sont alors réalisées et les résultats en termes de résistance électrique sont comparés avec des résultats expérimentaux. On observe une très forte sous-estimation de la résistance électrique, et donc des élévations de température. Ce constat est attribué à la présence de films isolants en surface d'une au moins des surfaces de contact.

Enfin, des modèles qui incluent un film isolant sont développés avec une géométrie simplifiée d'aspérité. Les modèles les plus intéressants incluent des "nanospots": le film isolant est parsemé de zones conductrices, de très faibles dimensions. Les résultats permettent de cerner les caractéristiques typiques possibles de la géométrie dans cette configuration.

## Mots-clés

Contact ohmique, éléments finis, microcommutateurs, RF MEMS



# Finite Element Modeling of Ohmic Contact for MEMS Microswitches

## Abstract

MEMS ohmic microswitches include very low force electrical contacts. These are very sensitive to parameters which reveal difficult to control. A previously developed modelization method consists in computing mechanical contact using finite elements, then estimating electrical resistance using analytical expressions. Here we focus on the possibilities of multiphysical finite element computations instead.

Validation of the contact mechanical computation is first attempted, based on experimental results of previous works.

Multiphysical contact computations are carried out. Resulting electrical contact resistance is found to be much lower than experimental results. The presence of insulating surface films is supposedly the cause for that.

Eventually, a simplified geometry for asperities is used to build models with insulating films. The most relevant models feature “nanospots”: some very small conductive areas are scattered on the contact area. The results allow us to determine some possible geometry configurations that could lead to contact resistance values such as those measured on real devices.

## Keywords

Ohmic contact, finite element, microswitch, RF MEMS