Bulletin de l'Union des Physiciens

Association des professeurs de Physique et de Chimie

La tribologie *La science pour comprendre et maîtriser le frottement et l'usure*

par Michel BARQUINS
Directeur de Recherche au CNRS
Laboratoire de Physique et de Mécanique des Milieux Hétérogènes
URA au CNRS n° 857
ESPCI - 10, rue Vauquelin - 75231 Paris Cedex 05

PREMIÈRE PARTIE*

1. INTRODUCTION

La tribologie regroupe tout ce qui touche à l'adhésion, à l'adhérence, au frottement sec, à la lubrification et à l'usure des matériaux. Elle a pour objet de faire fonctionner les liaisons ou les mécanismes qui existent aussi bien dans toutes les machines, par exemple dans les transports et la production d'énergie, que dans les systèmes vivants. Elle se doit d'élucider les aspects dynamiques des contacts que l'on rencontre dans tous les domaines. Elle a aussi pour but de supprimer

* La deuxième partie de cet article sera publiée dans un prochain bulletin.

l'usure et de diminuer le frottement pour réduire les efforts. Il faut toutefois remarquer que le frottement ne présente pas que des effets néfastes : ainsi la tenue de route d'une automobile dépend directement du frottement entre les pneumatiques et la route. De même, les freins et les embrayages des véhicules ne fonctionnent que grâce au frottement, lequel dans ces deux cas précis doit être parfaitement contrôlé. Cependant le frottement et l'usure sont des sources importantes de gaspillage d'énergie. Il a été estimé que 11 % de la consommation énergétique totale des États-Unis pouvaient être économisés par des actions de recherche et de développement dans le domaine de la Tribologie. Dans un pays comme la France, les pertes dues uniquement à l'usure atteignent 2 % du Produit National Brut. Les coûts des indisponibilités associés aux incidents de mécanismes tels que les paliers peuvent être considérables. A titre d'exemple, une simple avarie de palier qui rend indisponible un groupe turbo-alternateur de 1.300 MW coûte en moyenne 5 MF par jour à Électricité de France.

2. HISTORIQUE [Dowson, 1979 ; Frêne, 1986]*

Dès la réalisation des premiers mécanismes, l'homme a cherché à atténuer le frottement, à réduire l'usure et surtout à supprimer le grippage des pièces mobiles en contact. Des pictographes sumériens d'Uruk, dans l'actuel Irak, nous rappellent que traîneaux (glissement) et chariots (roulement) existaient déjà il y a cinq mille ans. Une crapaudine de porte sumérienne de Lagash en pierre datant de quatre mille cinq cent ans nous montre l'utilisation du pivotement. La plupart des roues construites à la même époque (début de l'âge du cuivre), était constituée de planches de bois assemblées à mortaise, la jante étant renforcée de clous en cuivre pour ralentir l'usure trop rapide du bois, les axes des roues devaient être très probablement lubrifiés à l'aide de bitume ou de graisse animal, tout comme l'étaient les tours de potiers en pierre polie âgés de quatre mille ans, trouvés à Jéricho dans l'actuelle Cisjordanie.

Le frottement était astucieusement mis à profit par les menuisiers égyptiens dans la confection et l'utilisation de perceuses à archet il y a trois mille cinq cents ans. Des illustrations nous montrent l'ancêtre du palier de butée en même temps qu'un excellent exemple d'entraînement

* Les noms et dates entre crochets renvoient à un index bibliographique complet qui peut être envoyé sur demande.

par friction à l'aide d'une corde enroulée sur l'axe. L'utilisation rationnelle des cordages pour maintenir des objets et amarrer les navires, en exerçant seulement un effort de traction très faible à leur extrémité, grâce à un nombre suffisant de tours, est d'ailleurs aussi vieille que notre civilisation même.

Le mode de transport d'objets très encombrants et lourds utilisé par les Égyptiens, que ne pouvaient assurer les fragiles chariots de l'époque, nous est montré par la peinture murale d'une grotte à El-Bersheh datée d'environ quatre mille ans : une statue colossale en albâtre posée sur un traîneau de bois, dont la charge totale a pu être estimée à soixante tonnes, est tirée par cent soixante douze hommes sur un chemin de bois posé sur le sol sablonneux et lubrifié très vraisemblablement avec de l'eau versée à l'avant du traîneau. L'importance de la lubrification est ainsi déjà reconnue à cette lointaine époque.

Un autre mode de transport, si l'on en croit les nombreux bas-reliefs assyriens découverts au siècle dernier à Kouyunjik dans l'actuel Irak et datant d'environ deux mille sept cents ans, consistait à intercaler entre le traîneau et le sol des rondins de bois transformant ainsi le frottement de glissement en frottement de roulement généralement plus faible. Il n'est pas exclu que l'écrasement des rondins provoque une exsudation de sève, laquelle jouant alors le rôle de lubrifiant.

De mille ans avant notre ère jusqu'au début du Moyen Age, il y a mille six cents ans, les Grecs puis les Romains vont développer différentes techniques faisant intervenir le frottement, comme les moulins à eau pour mouliner le blé ou produire de l'huile d'olive. Les Grecs inventent le système de l'engrenage et le principe de la vis. De nombreux textes de Hérodote, Aristote et Pliny l'Ancien nous apprennent que les civilisations antérieures connaissaient des huiles lubrifiantes d'origines animale, végétale et minérale (en particulier d'origine pétrolière). Les Romains retardent l'usure des chaussures en garnissant les semelles de clous en fer, pratique encore très répandue en France il n'y a pas si longtemps. Ces mêmes Romains, à l'esprit plus pragmatique que les Grecs qui ne reconnaissaient que le raisonnement pur et la démonstration rigoureuse, inventent la butée à billes comme le montre un fragment de plateforme rotative réalisée en bois, les billes et armatures étant en bronze. Cette butée a été retrouvée à bord d'une galère coulée vers l'an 40 de notre ère dans le lac Nemi en Italie, lequel

fut partiellement asséché en 1930 sur l'ordre de Mussolini pour les besoins de la cause archéologique.

La période du Moyen Age, marquée par une régression de la technique, ne retentit pas de grandes découvertes, mis à part quelques progrès, comme la réduction de l'usure des sabots des chevaux à l'aide de ferrures à clous et celle des socs de charrues par incrustation de pierres ou réalisations, comme des moulins-à-vent et de nombreuses horloges mécaniques, la plus ancienne d'Angleterre, âgée de six cents ans, étant toujours visible à Salisbury. Il faut ajouter que le XIII^e siècle est marqué par la publication d'un certain nombre de traités techniques. Il faut attendre la Renaissance pour voir à nouveau un développement dans tous les domaines et bien évidemment dans celui qui nous intéresse ici, le frottement.

Les premières études connues sur le frottement ont été réalisées au XV^e siècle par Léonard de Vinci, qui naquit en 1452 en Italie près de Florence et mourut en France au château du Clos-Lucé près d'Amboise en 1519. Peintre, sculpteur, physicien et mécanicien tout à la fois, Léonard de Vinci est crédité par les historiens du premier énoncé cohérent des lois de frottement. Il fut le premier à quantifier les efforts de frottement et à introduire la notion de coefficient de frottement. L'étude de ses manuscrits a en effet révélé un grand nombre de schémas d'expériences montrant la force de frottement entre des plans horizontaux et inclinés, l'influence de la surface de contact apparente déduite des dimensions des corps sur la force de frottement, la force de frottement mesurée au moyen d'une poulie et le couple de frottement d'un cylindre. Léonard de Vinci écrit dans ses notes (qui ne sont lisibles que dans un miroir puisque tracées de droite à gauche) que «le frottement fait par un même poids aura la même résistance, même si le contact a des largeurs et des longueurs différentes», ce qui constitue un énoncé de la première loi, à savoir que :

Première loi : La force de frottement est indépendante de la surface apparente de contact

Il écrit aussi «le frottement de tout poids est égal au quart de ce poids» ce qui constitue un énoncé de la deuxième loi, laquelle traduit l'existence d'un coefficient de frottement constant, défini par le quotient de la force de frottement par le poids du corps déplacé, trouvé ici égal à 0,25.

Deuxième loi : La force de frottement est proportionnelle au poids du corps déplacé sur un plan horizontal

Outre ces deux lois, Léonard de Vinci propose, pour réduire le frottement des pivots, des systèmes de trois billes sur lesquelles vient s'appuyer l'axe conique du pivot. Un autre dessin présente un roulement à billes comportant une cage pour éviter le contact entre les corps roulants et réduire ainsi le frottement. Bien qu'aujourd'hui tous les roulements à billes comportent une cage, celle-ci n'est utilisée que depuis moins d'un siècle.

L'ensemble des connaissances de Léonard de Vinci était manifestement très en avance sur son époque, et resta longtemps ignoré ou sans application pratique. Il convient de parler des connaissances de Léonard de Vinci ainsi que celles de ses contemporains, puisqu'il est bien connu que ce grand personnage a su parfaitement utiliser et parfois même copier les documents de son époque.

Au XVI^e siècle, le développement agricole et artisanal conduit à la construction de machines de plus en plus complexes qui utilisent des paliers, des engrenages pour démultiplier les mouvements, comme le représentent certaines illustrations montrant des pompes à chaînes et à godets actionnées par des hommes. A cette époque pour les paliers, on préconise un arbre en acier et un coussinet en cuivre, afin d'éviter l'usure. Aujourd'hui, le cuivre est remplacé par le bronze.

Il faut attendre le XVII^e siècle avant que l'on mentionne à nouveau explicitement les lois du frottement, dans les écrits des savants et des ingénieurs. C'est à l'ingénieur français Guillaume Amontons (1663-1705) que l'on doit leur re-découverte.

Amontons, partant de l'analyse du travail des ouvriers polisseurs de miroirs, réalise à la fin du XVII^e siècle un certain nombre d'expériences mettant en jeu des plans de bois, de fer, de cuivre et de plomb dont les résultats, présentés à l'Académie des Sciences de Paris à la séance du 19 décembre 1699, mettent en évidence la véracité des deux lois du frottement énoncées (mais oubliées) deux cents ans plus tôt qui portent aujourd'hui son nom. La valeur du coefficient de frottement qu'il propose est égale à 0,33 et est attribuée, d'une façon générale, à l'effort nécessaire pour soulever les aspérités d'une surface rugueuse au dessus de celles d'une autre de même nature [Amontons, 1699].

Dans les années qui suivirent la re-découverte d'Amontons, de nombreux travaux furent consacrés aux questions de frottement et l'on peut citer particulièrement ceux de l'anglais Bernard Forrest Belidor (1697-1761) qui, supposant que les surfaces sont constituées d'aspérités hémisphériques jointives parfaitement ordonnées et que le frottement traduit l'effort nécessaire pour faire franchir les rugosités d'une surface par celles de l'autre, trouve le coefficient de frottement voisin de 0,35 valant exactement l'inverse du double de la racine carrée de 2. Bien que cette théorie de l'imbrication des aspérités émise en 1737 paraisse séduisante de part sa simplicité - elle est d'ailleurs encore utilisée aujourd'hui par certains - elle a contre elle deux objections majeures : l'une théorique, à savoir que le travail fourni pour monter les pentes des rugosités devrait être compensé, au moins partiellement, par celui que fournissent les descentes ; l'autre expérimentale, qui montre que le frottement des corps polis n'est jamais nul et qu'au contraire, il existe un optimum de rugosité pour les corps frottants [Fichter, 1924].

Le principal travail effectué au cours du XVIII^e siècle sur le frottement fut celui du français Charles-Augustin Coulomb (1736-1806). En 1779, l'Académie des Sciences, ressentant la nécessité d'acquérir des connaissances de base sur le frottement, en vue de l'expansion du machinisme, de la sécurité du lancement des navires, de la construction d'appareils de mesure de précision, ..., offrit un prix de mille Louis d'or que gagna Coulomb deux années plus tard. Pour effectuer ses travaux, Coulomb fut amené à fabriquer des dispositifs expérimentaux robustes pouvant supporter des charges de plus d'une tonne et permettant des vitesses aussi élevées que celles réalisées sur les machines en service. Il rechercha, avec une étonnante clairvoyance, l'influence des paramètres qui, selon lui, devaient conditionner les valeurs des forces de frottement statique et dynamique : nature des matériaux, charge appliquée, étendue des zones de contact, rugosité, vitesse de déplacement, durée du contact avant frottement et effet d'un lubrifiant. A l'occasion de ses travaux, qui lui ont permis de déterminer de nombreuses valeurs de coefficients de frottement statique et dynamique encore globalement valables aujourd'hui, Coulomb a confirmé les deux lois d'Amontons et mis en évidence ce qui constitue la troisième loi du frottement de glissement, laquelle porte son nom.

Troisième loi : Le coefficient de frottement est indépendant de la vitesse de glissement

Loi qui est vérifiée en de nombreuses circonstances. Il faut ajouter que Coulomb a parfaitement pris conscience de l'intervention des

propriétés superficielles des solides en écrivant la force de frottement T en fonction du poids N sous la forme :

$$T = A + \mu N$$

A et μ étant des coefficients constants, traduisant respectivement l'action de la cohérence des surfaces, c'est-à-dire l'adhésion des solides, et l'interaction des aspérités superficielles, c'est-à-dire la déformabilité (labourage) des solides en contact. En d'autres termes, le coefficient μ représente le coefficient de frottement aux fortes charges, le paramètre A devenant alors négligeable [Coulomb, 1785].

Si le véritable début de la science du frottement date des très remarquables travaux de Coulomb, le développement de cette discipline ne devait s'effectuer qu'assez lentement au fur et à mesure du perfectionnement des moyens d'observation et de mesure, eux-mêmes liés aux progrès de la Physique. Un pas en avant fut néanmoins franchi par le français Arthur-Jules Morin (1795-1880) au début des années 1830, quant à la minutie des expériences qu'il entreprit en utilisant un dispositif analogue à celui de Coulomb. Trouvant dans un premier temps pour le frottement à sec du bois sur le bois et des métaux sur le bois, des valeurs nettement plus élevées que celles de Coulomb, il prouve ensuite que l'on retrouve les valeurs obtenues par son illustre prédécesseur si l'on procède à une contamination systématique légère des surfaces, par frottement à l'aide d'un cuir gras par exemple. On peut conclure des expériences de Morin à l'utilité de la lubrification pour la diminution du frottement [Morin, 1835].

Au milieu du XIX^e siècle le développement considérable du machinisme implique des besoins sans cesse croissants en lubrifiants, à cette époque essentiellement d'origines animale et végétale, en même temps que commencent les premières opérations de forage de puits de pétrole, dès 1859 à Titusville en Pennsylvanie aux U.S.A. puis en Écosse, au Canada et en Russie. A la même époque, les premiers travaux sur la lubrification des paliers voient le jour.

En tout premier lieu, il convient de citer l'alsacien Gustav Adolph Hirn (1815-1890) qui étudie le frottement lubrifié à l'aide d'un demi-palier en bronze solidaire d'une balance, laquelle lui permet de quantifier le couple de frottement. Il trouve, fort heureusement malgré l'instabilité de son système expérimental, qu'en absence de lubrifiant le coefficient de frottement suit parfaitement les trois lois de Amontons

et Coulomb. Il découvre la loi de variation du frottement avec la vitesse, en présence d'un lubrifiant, à savoir :

- que le frottement est relativement élevé aux faibles célérités et,
- qu'il diminue à vitesse croissante et passe par un minimum,
- qu'ensuite il varie proportionnellement à la vitesse de rotation, comme le montrera plus précisément l'allemand Richard Stribeck en 1902 en obtenant la courbe qui porte aujourd'hui son nom. Il convient de noter qu'une courbe de même forme est obtenue lorsque l'on porte le coefficient de frottement en fonction de l'épaisseur du film lubrifiant, les trois comportements évoqués précédemment limitant respectivement les domaines des lubrifications dites limite, mixte et hydrodynamique. De plus, Hirn met en évidence la relation directe entre le frottement et la viscosité du lubrifiant et constate que, pour de faibles forces d'appui, l'eau et l'air peuvent être de très bons lubrifiants.

En 1883, le russe Nikolai Pavlovitch Petrov (1836-1920) montre que de toutes les propriétés physiques d'un liquide, seule la viscosité joue un rôle primordial dans le frottement des paliers. Il met en évidence, et c'est là sa contribution la plus importante, que le frottement μ d'un palier est proportionnel à la vitesse de rotation v , à la surface de contact A et à la viscosité η du liquide, soit $\mu \approx vA\eta$, loi qui porte aujourd'hui son nom, loi de Petrov.

À la même époque, l'anglais Beauchamp Tower (1845-1904) étudie à la demande des chemins de fer britanniques le frottement lubrifié des essieux de wagons. Tout à fait fortuitement, à la suite d'une erreur d'usinage, il met en évidence l'existence d'un film permanent de lubrifiant entre le coussinet et l'arbre, qui constituent le palier, ainsi que la génération d'une pression au sein même de ce film créée par les mouvements internes du liquide. Tower effectua alors des mesures de pression en différents points du coussinet. Une brillante interprétation de ces expériences devait être donnée presque aussitôt, en 1886, par l'irlandais Osborne Reynolds (1842-1912) qui donna les équations de base de la lubrification hydrodynamique qui portent aujourd'hui son nom.

3. BREF APERÇU DE L'ÉTAT DE LA TRIBOLOGIE AU XX^e SIÈCLE

On pouvait donc croire, au début du XX^e siècle, que la question de la lubrification des mécanismes était résolue définitivement. Pourtant, du fait de l'usure rapide de certains organes mécaniques, il fut vite

évident que le contact direct des solides à travers le lubrifiant était inévitable dans de nombreuses circonstances, notamment au départ et lors de l'arrêt des machines. Cela posait le problème de la lubrification par des films de très faible épaisseur, lequel est aujourd'hui résolu par l'ajout d'additifs (phosphorés, chlorés, soufrés, ...) dans l'huile qui, par réaction chimique avec les matériaux en présence, créent des films protecteurs des surfaces [Georges *et al.*, 1992 ; Israelachvili, 1992].

Dans le domaine du frottement sec, les lois de Amontons et Coulomb sont toujours utilisées aujourd'hui, toutefois, de très importants progrès ont été réalisés grâce à une meilleure connaissance des propriétés mécanique et physico-chimique des surfaces des corps en contact, comme nous le verrons ultérieurement plus en détail. On peut déjà noter qu'en 1938 l'allemand Ragnar Holm met en évidence que les aspérités en contact se déforment plastiquement (c'est-à-dire de manière irréversible) et qu'elles peuvent se souder entre elles de sorte que la force de frottement est directement reliée aux efforts de cisaillement locaux que subissent les «soudures» formées [Holm, 1946]. Cet effet de soudure avait déjà été mis en évidence au début du XVIII^e siècle par l'anglais John Theophilus Desaguliers (1683-1744) en pressant fortement l'une contre l'autre deux sphères en plomb.

L'année suivante, en 1939, les travaux des anglais Frank Philip Bowden et David Tabor confirment la notion d'écrasement et de cisaillement de ce qu'ils appellent la croissance des jonctions (soudures) et montrent, de plus, qu'intervient de manière prédominante la dureté du matériau le plus mou dans le cas du contact de deux solides de natures différentes [Bowden et Tabor, 1950, 1964]. Il est clair aujourd'hui, à l'exception de la surface d'un cristal de mica soigneusement clivé, que les surfaces ne sont jamais parfaitement planes et lisses, quelles que soient la qualité et la précision de l'usinage. Ainsi le contact ne s'effectue que par l'intermédiaire des aspérités les plus hautes, lesquelles supportent seules le poids appliqué, si bien que la surface réelle de contact est directement fonction de ce poids et est indépendante de la surface géométrique apparente que l'on peut déduire des dimensions des corps en contact. Comme la force de frottement est directement proportionnelle à la surface réelle du contact, il n'est pas étonnant que le rapport de cette force au poids déplacé soit constant et que l'on puisse ainsi définir le coefficient de frottement par la valeur de ce rapport, comme l'avait pressenti Léonard de Vinci cinq siècles auparavant.

La même année, les anglais F.P. Bowden et T.P. Hughes [1939] montrent à l'aide d'un appareil très sophistiqué pour l'époque, qui permettait de mesurer le frottement dans un vide élevé égal à un milliardième d'atmosphère, que le frottement des métaux est fortement dépendant de la présence de gaz adsorbés en surface : le contact de deux surfaces métalliques propres conduit instantanément à une soudure et au grippage total des pièces mobiles. Ces travaux ont bien évidemment servi de modèle pour toutes les études ultérieures [Buckley, 1971, 1981] liées aux vols spatiaux : utilisation de lubrifiants solides, comme le graphite, le bisulfure de molybdène et des alliages d'étain et de plomb déjà connus au milieu du XIX^e siècle ; étude fine de la déformation des matériaux métalliques à l'état monocristallin ; prise en compte de l'apparition d'une nouvelle classe de matériaux, *les plastiques*, dont certains comme le Téflon[®] présentent des propriétés auto-lubrifiantes et sont donc susceptibles d'apporter une solution commode à beaucoup de problèmes de frottement et d'usure, notamment dans le vide. N'oublions pas que trois cosmonautes soviétiques sont restés prisonniers de leur vaisseau spatial par suite d'un grippage au niveau des gonds insuffisamment lubrifiés d'une écrouille.

En 1970, à la suite de nombreuses observations, le français Maurice Godet propose le modèle de contact à trois corps. Cette notion, qui est quasi universellement admise aujourd'hui, consiste à considérer un contact sec comme formé de deux solides de comportement généralement élastoplastique et d'un film intercalaire dont malheureusement la rhéologie est encore très mal connue. Ce film intercalaire, nécessaire au bon fonctionnement d'un contact, peut provenir d'un revêtement initial, c'est le rôle des traitements de surface, mais aussi être constitué de débris d'usure qui assurent une séparation salutaire entre les deux solides formant le contact [Godet, 1984].

La lubrification intervient à chacun de nos mouvements par le liquide synovial qui baigne nos cartilages. Si pour une raison quelconque les cartilages s'usent abusivement, ce qui a lieu essentiellement au niveau de la tête de fémur, on pratique couramment aujourd'hui l'ablation de cette extrémité osseuse et son remplacement par une prothèse constituée de matériaux biocompatibles tels qu'un acier inoxydable ou de l'alumine pour la tête de fémur, laquelle est placée au contact d'une cupule en polyéthylène fixée sur les os du bassin. Ces opérations font suite à de nombreux travaux de recherche aussi bien sur la compatibilité biologique de certains matériaux que sur leurs propriétés mécanique et tribologique, en évitant une trop forte propension à

l'usure pour augmenter la durée de vie du système mécanique mis en place.

Les études de l'usure ont commencé un peu après la fin de la seconde guerre mondiale. Les différents mécanismes répertoriés aujourd'hui ont naturellement un lien direct avec les diverses formes que prend la dégradation des matériaux en contact. On distingue ainsi les usures dites *adhésive*, quand le frottement est élevé ; *abrasive*, lorsque les rugosités sont responsables de l'enlèvement de matière ; *corrosive*, quand une réaction chimique est à l'origine de l'endommagement des pièces en contact ; *érosive*, si l'usure résulte de la projection de particules et *par fatigue*, pour les détériorations provoquées par des mouvements cycliques rapides. Il n'en reste pas moins que l'on ne sait toujours pas aujourd'hui prédire la durée de vie d'un mécanisme en frottement sec !

On ne peut pas parler de frottement sans aborder la question du contact initial. Le problème du contact d'un poinçon rigide de forme sphérique sur un massif élastique a été résolu par Heinrich Rudolph Hertz en 1881, qui a calculé le rayon de contact et l'enfoncement du poinçon en fonction de la charge appliquée, du rayon du poinçon et des propriétés mécaniques du solide élastique. Le tenseur des contraintes sous le contact, fort complexe, fut calculé ultérieurement par Huber en 1904, avec une petite erreur de calcul, laquelle fut corrigée par Love en 1920. Ces résultats, maintenant classiques, sont couramment utilisés en mécanique du contact. Toutefois, ils ne rendent pas compte des phénomènes d'adhésion, puisque n'interviennent que deux grandeurs pour caractériser un solide élastique et homogène, à savoir son module d'élasticité et son coefficient de Poisson. En fait, à côté de ces deux grandeurs, lesquelles reflètent le comportement des forces intermoléculaires pour des petits déplacements des atomes autour de leur position d'équilibre, il faut introduire l'énergie superficielle qui représente le travail pour couper les liaisons le long d'un plan imaginaire et séparer de manière réversible et isotherme les deux parties d'un solide. Le couplage entre élasticité et énergie superficielle a été effectué en 1971 par l'équipe de Kenneth L. Johnson à Cambridge et permet de parfaitement comprendre aujourd'hui l'adhérence naturelle des solides à la fois souples et très élastiques que sont les élastomères. Si l'on doit mentionner un réel bouleversement des connaissances dans ce domaine depuis les vingt dernières années, c'est bien celui-là qu'il convient d'évoquer [Johnson *et al.*, 1971].

La prédiction de la durée de vie d'un système frottant ainsi que la compréhension des mécanismes du frottement et de l'usure constituent le problème actuel, beaucoup de savoir-faire a été accumulé mais il ne suffit plus maintenant de trouver des remèdes miraculeux pour battre des records de vitesse à ski, par exemple. Sans faire preuve de défaitisme, il faut avouer que, mise à part la lubrification, les problèmes de base de la Tribologie restent presque complètement incompris, à savoir : on ne comprend pas comment les efforts tangentiels sont transmis dans les zones de contact pendant le glissement, on ne sait pas si l'effet de soudure ou la croissance des jonctions est nécessaire au frottement ou comment est dissipée l'énergie. S'il est clairement établi que le frottement résulte d'un couplage entre les phénomènes superficiels et les déformations en volume, on ne sait pas en dire plus. La question reste posée.

4. LE CONTACT DE DEUX SOLIDES, L'ADHÉSION, L'ADHÉRENCE

4.1. L'aire réelle de contact entre deux solides

L'importante contribution de l'École Française représentée au cours des années par Amontons [1699], Coulomb [1785] et Morin [1835] fut de bien mettre en évidence que le contact entre les surfaces des solides n'est réalisé qu'en des points discrets, à savoir au niveau des aspérités les plus hautes. Toutefois, ces éminents savants considéraient les surfaces des solides comme infiniment rigides de sorte que l'étendue de la zone de contact ne dépendait, d'après eux, que de la dimension des solides et de la géométrie des aspérités. Il a fallu attendre les travaux de Verkhovskii datant de 1926, cités par Kragelskii [1965], ceux de Holm [1946] et de Bowden et Tabor [1950, 1964] pour bien comprendre que les aspérités de la surface, comme les solides eux-mêmes, sont susceptibles de se déformer suivant les lois classiques régissant la déformation élastique ou la déformation plastique de sorte que la dimension de l'aire réelle de contact dépend étroitement à la fois de la topographie de la surface et du mode de déformation des rugosités superficielles.

Il existe à l'heure actuelle des dispositifs très sensibles et précis, équipés de palpeurs mécaniques ou optiques, que l'on peut appeler «microscopes à balayage mécanique», capables de décrire très finement la topographie de la surface, de la représenter en trois dimensions et de fournir un très grand nombre de paramètres [Thomas, 1981] permettant une exploitation théorique [Greenwood, 1984, 1992a, 1992b]. Deux

conclusions pertinentes, dont la première est certainement la plus importante, ressortent des différents travaux menés dans ce domaine :

- il n'existe pas de liste exhaustive de paramètres décrivant totalement la topographie, on sait que la frontière de la surface de contact est fractale mais aussi que sa caractérisation dépend de l'échelle utilisée ou de l'étendue de l'échantillon de surface analysé ;
- le paramètre le plus important, quant à ses conséquences sur les propriétés de déformation de la surface solide, est la pente moyenne des rugosités.

A titre d'exemple, considérons le modèle de contact entre un solide dont la surface est plane, idéalement lisse, rigide et indéformable et un autre solide dont la surface est rugueuse et déformable. Au fur et à mesure que la force de compression appliquant un des solides contre l'autre est augmentée, les zones de contact existantes sont élargies tandis que d'autres points de contact apparaissent et croissent à leur tour. Pour une distribution exponentielle des hauteurs d'aspérités, Greenwood et Williamson [1966] ont montré que la surface de contact moyenne rapportée au nombre de zones de contact reste constante, en d'autres termes, le doublement de la force de compression multiplie par deux à la fois le nombre de points de contact et la surface totale d'appui. Si l'on considère une distribution gaussienne des hauteurs, le résultat précédent n'est pas retrouvé exactement, toutefois, on peut annoncer avec une bonne approximation que l'aire réelle de contact est, d'une part, proportionnelle à la force d'appui et, d'autre part, indépendante de la dimension des solides en contact.

Greenwood et Williamson [1966] ont montré que le type de déformation, élastique ou plastique, des aspérités peut être défini par un indice de plasticité ψ qui, pour une distribution gaussienne des hauteurs, s'exprime de la manière suivante :

$$\psi = \{E/(1 - \nu^2)H\} \cdot \{\sigma/\beta\}^{1/2}$$

relation dans laquelle le premier facteur définit les propriétés mécaniques du solide déformable (E : module d'élasticité ; ν : coefficient de Poisson ; H : dureté) tandis que le second se rapporte à la topographie de la surface (σ : déviation standard de la distribution des hauteurs des aspérités ; β : rayon de courbure des aspérités dont les sommets sont supposés sphériques). Il se trouve que ce second facteur est représentatif de la pente d'une aspérité sphérique [Tabor, 1975a, 1975b ; Chaudhri *et al.*, 1984] et que cette analyse est applicable, moyennant quelques petites modifications, aux aspérités de forme conique [Chaudhri, 1983].

Greenwood et Williamson [1966] ont montré que la déformation des aspérités reste élastique dans un large domaine de valeurs de force d'appui si l'indice ψ est inférieur à $3/5$, la pression locale p étant de l'ordre de $0,3\{E/(1 - \nu^2)\} \cdot \{\sigma/\beta\}^{1/2}$. Pour $\psi > 1$, on peut considérer que toutes les aspérités sont déformées plastiquement - c'est le cas pour les surfaces usinées - et dans un large domaine de forces d'appui, la pression locale p reste constante et est égale à $0,6 H$. Dans ces conditions, l'aire réelle A de contact est égale à $P/(0,6 H)$, P étant la force normale d'appui. Ainsi, que la déformation soit élastique ou plastique, comme l'a démontré Tabor [1975a], l'aire de contact est indépendante de la dimension des solides et elle est directement proportionnelle à la force d'appui. Ce résultat a eu pour conséquence une vision nouvelle du frottement, par rapport à l'image qu'en donnait Coulomb, à savoir que le frottement doit être traité en termes de cisaillement global du matériau à l'interface, la composante adhésion pouvant prendre une importance considérable dans le cas de surfaces dégraissées, par exemple.

Une des difficultés fondamentales dans les études sur le frottement des solides, dont on a pris conscience il y a une cinquantaine d'années, réside dans le fait que l'on manque d'informations d'ordre expérimental, d'une part, sur les conditions initiales de la mise en contact des surfaces, et d'autre part, sur l'évolution au cours du temps de la zone de contact interdisant ainsi l'indentification des phénomènes plus ou moins fugaces qui peuvent apparaître à l'interface. Bien évidemment, dans le cas très particulier des solides transparents, l'aire de contact peut être étudiée à l'aide d'un microscope, par transmission ou réflexion, mais cette technique, bien que très utile, ne présente souvent pas une résolution suffisante permettant d'établir une corrélation quantitative entre les différents résultats de mesure et les observations. Il convient toutefois de signaler que c'est grâce à une méthode optique simple que, d'une part, il a été prouvé par Johnson *et al.* [1971] que l'intervention des forces d'attraction moléculaire produit un contact élastique de sphères plus large que celui prédit par la théorie classique de l'élasticité et d'autre part, Schallamach [1971] a réussi à mettre en évidence, qu'en certaines circonstances, le frottement du caoutchouc contre un substrat rigide (plaque de verre) est assuré par la propagation de vaguelettes de décollement, à l'interface caoutchouc-verre, assurant ainsi le mouvement relatif des deux solides en contact.

Avec les métaux il est possible d'utiliser des méthodes de mesure de la résistance électrique, particulièrement en absence d'oxyde, comme le montre la très brillante série d'expériences entreprise par

Ragnar Holm entre 1925 et 1940. Néanmoins, il faut savoir que la résistance d'un contact de géométrie simple, comme peut l'être un contact de forme circulaire, n'est pas inversement proportionnelle à la superficie mais au rayon du contact, c'est-à-dire que dans le cas d'une zone réelle de contact, composée d'une multitude de contacts discrets, la déduction de l'étendue de la zone de contact à partir de la résistance électrique n'est possible que si le nombre de contacts est connu ! Des difficultés identiques de détermination de l'aire réelle de contact sont rencontrées dans les mesures de conductivité thermique ou d'impédance acoustique [Kendall et Tabor, 1971].

4.2. Le contact et l'adhésion des solides élastiques

Lorsque l'on approche deux solides l'un de l'autre, des forces d'attraction moléculaire se manifestent avant même que le contact soit établi. Ces forces, qui sont mesurables dès que la distance devient inférieure à quelques dixièmes de micromètre, augmentent jusqu'à la réalisation du contact et viennent s'ajouter aux efforts extérieurs, de la même manière que le champ magnétique accroît la pression d'appui d'un aimant posé sur un substrat en fer doux. Les forces d'attraction moléculaire ont une intensité qui dépend à la fois de la nature des liaisons (métalliques, ioniques, covalentes, moléculaires, hydrogène ou van der Waals) assurant la cohésion des matériaux et de la présence éventuelle d'éléments étrangers tels que couches d'oxydes et contaminants divers qui écrantent leur rayon d'action. Ces forces sont responsables de l'adhésion naturelle des solides et leurs effets peuvent être aisément mis en évidence, sans précaution particulière, avec les matériaux caoutchouteux souples. Ces forces d'adhésion, qui sont responsables de la cohésion du contact, sont à distinguer des forces, dites d'adhérence, qui sont nécessaires pour séparer les deux éléments du couple de matériaux en contact.

Examinons le problème du contact de deux sphères lisses (rayons R_1 et R_2) constituées de matériaux se déformant élastiquement (modules d'élasticité E_1 et E_2 ; coefficients de Poisson ν_1 et ν_2) pressées l'une contre l'autre sous l'action d'une force P . Ce problème simule le contact élastique de deux solides au niveau de deux aspérités. Le calcul de la dimension du rayon a_H de contact a été résolu par Hertz [1881], sa valeur est donnée par :

$$a_H = (PR/K)^{1/3}$$

avec $1/R = 1/R_1 + 1/R_2$ et $1/K = (3/4) \{ (1 - \nu_1^2)/E_1 + (1 - \nu_2^2)/E_2 \}$. L'écrasement élastique δ_H est égal à a_H^2/R , c'est-à-dire à deux fois la somme des épaisseurs des deux calottes sphériques de rayon a_H ; de plus, le raccordement des deux surfaces se fait tangentiellement.

Comme l'ont remarqué Johnson *et al.* [1971], les calculs de Hertz ne prennent pas en compte l'intervention des forces d'attraction moléculaires, de type van der Waals pour les élastomères par exemple, qui produisent des contraintes de traction élevées au bord de l'aire circulaire de contact, laquelle devient plus large que ne le prévoit la théorie classique de Hertz. A partir du bilan des énergies élastique, potentielle et superficielle impliquées par le contact, il a été possible de déterminer la dimension du rayon a de l'aire réelle de contact [Johnson *et al.*, 1971] :

$$a^3 = a_H^3 + R \{ 3\pi w R + [6\pi w R P + (3\pi w R)^2]^{1/2} \} / K$$

où w est le travail thermodynamique d'adhésion (énergie d'adhésion de Dupré) défini à partir des énergies superficielles (γ_1, γ_2) et interfaciale (γ_{12}) des solides 1 et 2 en contact : $w = \gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_{12}$. Dans la relation ci-dessus, le second terme du membre de droite représente la correction à apporter à la théorie de Hertz lorsque l'effet des forces d'attraction moléculaire ne peut pas être négligé et/ou lorsque la force d'appui devient faible.

Il a été montré [Barquins et Maugis, 1982] que la relation précédente peut être directement déduite de la généralisation par Sneddon [1965] des calculs de Hertz étendus à tous les poinçons rigides axisymétriques ayant un profil convexe tels que sphères, cylindres en bout, cônes, sphères et cônes avec méplats, sphères et cônes avec calottes sphériques. La dimension du rayon de l'aire de contact est obtenu en écrivant l'équilibre du contact à partir du critère de Griffith [1920], c'est-à-dire en égalant à w le taux G de restitution de l'énergie mécanique, cette dernière notion ayant été introduite par Irwin [1957] à partir du facteur d'intensité de contrainte :

$$G = (P_1 - P)^2 / (6\pi a^3 K)$$

P_1 étant la force donnant le même rayon de contact en l'absence de l'intervention des forces d'attraction moléculaire, cette force est uniquement dépendante de la géométrie du contact et des propriétés élastiques des solides en contact [Barquins, 1992]. La relation donnant G permet de définir les conditions d'équilibre d'un contact ainsi que les conditions de stabilité de cet équilibre. A titre d'exemple, la force

d'équilibre ultime que peut supporter une sphère indéformable de rayon R au contact de la surface plane et lisse d'un massif élastique a été donnée par Johnson *et al.* [1971] :

$$F = - (3/2)\pi w R$$

Cette force, que l'on peut appeler force d'adhérence élastique (ou force à l'équilibre thermodynamique à charge imposée), présente la particularité de ne dépendre que de la géométrie du contact (sphère rigide / plan élastique) et des propriétés superficielles (w) de la surface déformée élastiquement.

La relation donnant G permet également d'étudier la cinétique de l'adhérence des solides élastiques [Maugis et Barquins, 1978] et plus particulièrement de prédire le temps nécessaire à la rupture d'un contact lorsque l'on impose une force de décollement, un écartement, une vitesse d'écartement (à l'aide d'une machine de traction) ou un déchargement cyclique et d'étudier l'influence du temps de contact initial, de la température et de l'hygrométrie [Maugis, 1991].

4.3. L'adhérence des élastomères

Les résultats des études du contact et de l'adhésion des solides élastiques qui viennent d'être évoqués furent obtenus avec une étonnante facilité en éprouvant les modèles théoriques avec des échantillons en caoutchouc. En effet, ces matériaux élastomériques ont une surface presque complètement composée de groupements carbone-hydrogène saturés, de sorte que l'énergie de surface n'excède pas une cinquantaine de mJ.m^{-2} . Ainsi la surface n'est pas mouillée par l'eau et n'est pas contaminée par un film adsorbé d'oxygène de l'air, si bien que, même pour les expériences effectuées dans l'atmosphère d'un laboratoire, le caoutchouc constitue un matériau tout à fait convenable pour étudier l'adhésion et l'adhérence des solides élastiques propres. Il est aisé de comprendre que les forces entre deux surfaces d'élastomères sont limitées à l'interaction des forces de van der Waals à travers l'interface et qu'en conséquence leur intensité est beaucoup plus faible que les liaisons assurant la cohésion du réseau macromoléculaire. Ainsi, dans les expériences d'adhérence, la séparation a toujours lieu à l'interface, sous réserve que le temps de contact sous charge n'a pas été suffisamment long pour permettre au phénomène de diffusion de se manifester à travers l'interface [Voyustskii, 1963].

A titre d'illustration, l'adhésion naturelle des matériaux caoutchouteux, bien que faible puisque n'entrent en jeu que des liaisons de

van der Waals, est suffisante pour maintenir en équilibre un cylindre en acier ou en plexiglas[®] en contact *sous* une surface plane et horizontale de caoutchouc souple, et permettre son roulement lent et régulier quelle que soit l'inclinaison [Barquins, 1988].

Le calcul et/ou la mesure de la force d'attraction (appelée force d'adhésion) en fonction de la distance des solides que l'on rapproche, ne permet pas d'en déduire la force qu'il faut appliquer pour séparer les corps une fois le contact établi. En effet, cette force de séparation, appelée communément force d'adhérence, dépend d'un grand nombre de comportements mécaniques et de paramètres environnementaux (déformations élastique, viscoélastique ou plastique, vitesse de rupture, présence de contaminants, température, hygrométrie, etc...). En premier lieu, il convient d'insister sur le fait que la séparation ne s'effectue jamais d'un seul bloc car, dans ce cas, toutes les liaisons seraient rompues simultanément et la force nécessaire, qui est proportionnelle à l'aire de contact, correspondrait à une contrainte énorme atteignant la résistance théorique du matériau, ce qui n'est jamais le cas. En fait, la séparation s'initie à partir d'un défaut micro- ou macroscopique préexistant et s'effectue ensuite par propagation d'une fissure du bord vers l'intérieur des zones de contact, jusqu'à ce que la rupture complète soit consommée. Cette fissure chemine plus ou moins rapidement en rompant successivement les liaisons rencontrées, suivant un mode similaire au fonctionnement d'une fermeture à glissière. Au total, le travail effectué contre les forces de liaison est le même que pour une séparation en bloc mais la force nécessaire est beaucoup plus faible puisqu'à un instant donné la rupture des liaisons ne s'effectue que selon une ligne.

En second lieu, il est aisé de comprendre que la propagation de la fissure produit, au sein du matériau endommagé, des déformations dissipatrices d'énergie, induisant une relation directe entre les effets rhéologiques et la force d'adhérence dont la valeur est fonction de la vitesse à laquelle on effectue la séparation. Ainsi, à chaque instant, la fissure adopte la célérité de propagation telle que l'énergie dissipée correspondant à l'équilibre très exactement l'énergie élastique restituée du fait de la séparation. Donc, dans un test mécanique de rupture d'un joint adhésif, à l'aide d'une machine de traction par exemple, c'est la force d'adhérence et non la force d'adhésion qui est mesurée.

Le bilan des énergies mises en jeu peut être écrit sous la forme :

$$G - G_0 \equiv G_0 \cdot \Phi_1(v, T) + \Phi_2$$

identité dans laquelle le premier membre peut être considéré comme le moteur de la fissure, G étant le taux de restitution de l'énergie mécanique et G_0 sa valeur d'équilibre (vitesse de propagation de la fissure égale à zéro), G_0 pouvant être égal à l'énergie réversible de Dupré w . Le second membre de l'identité regroupe les termes de freinage de la fissure, Φ_1 correspondant à l'énergie dissipée de manière irréversible dans les déformations viscoélastiques localisées en tête de fissure lesquelles, pour les élastomères, sont très largement dépendantes de la température T et de la vitesse v de propagation de la fissure, et Φ_2 représentant l'énergie perdue dans le processus d'extraction des chaînes macromoléculaires lors de l'ouverture de la fissure. D'après P.-G. de Gennes [1982], le terme Φ_2 est fortement dépendant du nombre de liaisons interfaciales par unité de surface, de la longueur des chaînes extraites et de la force de frottement des chaînes les unes contre les autres. Ce dernier point mériterait d'être plus complètement élucidé, car l'identité proposée suppose qu'à vitesse de propagation v nulle, les termes dissipatifs Φ_1 et Φ_2 sont nuls, ce qui ne pose pas de problème pour Φ_1 , alors que pour Φ_2 , il y a contradiction avec le fait bien connu aujourd'hui qu'à vitesse de déplacement nulle, la force de frottement des élastomères n'est pas nulle [Barquins et Roberts, 1986].

La force d'adhérence dépend également de la forme des solides en contact, laquelle conditionne l'existence éventuelle de concentrations de contraintes, ainsi que de l'état géométrique des surfaces, la présence de rugosités sur des matériaux non nécessairement durs pouvant faire disparaître l'adhérence, alors que l'adhésion n'est pas pour autant négligeable. Le rôle de la rugosité de surface est bien compris lorsque l'on raisonne en termes d'adhésion d'une aspérité unique assimilée à une portion de sphère comme cela a déjà été examiné précédemment, problème que l'on peut considérer aujourd'hui comme complètement résolu [Johnson *et al.*, 1971 ; Tabor, 1977 ; Muller *et al.*, 1980 ; Pollock, 1992 ; Savkoor, 1992]. Dans la mesure où l'on souhaite résumer ce sujet sous une forme simple, disons que la force d'adhérence élastique F_a (à l'équilibre thermodynamique) d'une sphère indéformable de rayon R au contact de la surface d'un matériau élastomérique peut être écrite :

$$F_a = - k w R$$

expression dans laquelle k varie de $(3/2)\pi$ à 2π suivant les conditions de contact. Les aspérités les moins hautes mais néanmoins en contact ont tendance à attirer les surfaces l'une vers l'autre tandis que les aspérités les plus élevées pénètrent dans le caoutchouc et tendent à repousser les surfaces. Selon le calcul de Hertz [1881], comme examiné précédemment, la force F_r de résistance à l'enfoncement d'une profon-

deur δ d'une sphère indéformable de rayon R dans un massif élastique peut être écrite sous la forme :

$$F_r = K\delta^{3/2}R^{1/2}$$

de sorte qu'il existe une compétition entre la force d'attraction F_a et la force de répulsion F_r . Ainsi le rapport F_r/F_a exprime, en quelque sorte, la quantité dont peut être réduite l'adhésion. Le paramètre crucial pour ce point est :

$$\alpha = K\sigma^{3/2}/wR^{1/2}$$

qui n'est autre que, à un coefficient numérique près, le rapport sans dimension – F_r/F_a dans lequel l'enfoncement δ est remplacé par la déviation standard σ de la distribution des hauteurs des aspérités et R est le rayon commun à toutes les aspérités. Il a été montré, en prenant une distribution gaussienne des hauteurs [Fuller et Tabor, 1975], qu'une rugosité de très faible hauteur ($\sigma \approx 1\mu\text{m}$) entraîne une chute importante de la force d'adhérence ; en d'autres termes, dès que le paramètre α devient plus grand que 10, l'adhérence devient négligeable [Briggs et Briscoe, 1977] alors que l'adhésion ne varie pas puisqu'elle ne dépend que de la nature des forces à l'interface, à savoir, ici, des forces de van der Waals.

La notion précédente a des conséquences intéressantes pour ce qui concerne l'adhérence des solides élastiques durs. S'il est vrai que l'énergie de surface est alors au moins 100 fois supérieure à celle des élastomères, le module d'élasticité est au moins 10^5 fois plus grand. Un simple calcul, en supposant que la surface est couverte d'aspérités de même rayon de courbure, montre que la force d'adhérence pour un matériau rigide est voisine de zéro ($\alpha \approx 10$) pour une valeur de σ au moins 100 fois plus petite que la rugosité du caoutchouc, c'est-à-dire voisine de $100 \text{ \AA}$. C'est la raison pour laquelle la force d'adhérence du carbure de tungstène en contact avec lui-même dans l'ultra-vide est infiniment faible, tandis qu'en contact avec une surface propre de cuivre, la force d'adhérence devient très grande, du fait de la ductilité du cuivre qui permet la création de larges jonctions sous l'action de la poussée des aspérités les plus hautes lors de la mise en contact [Gane et al., 1974].

4.4. L'adhésion des polymères

L'adhésion des polymères entre eux présente de nombreux points communs avec celle des élastomères impliquant les concepts de l'énergie superficielle, la séparation de charges électriques, la diffusion

interfaciale, la rugosité de surface et les pertes par déformation. L'énergie superficielle des polymères est supérieure à celle des élastomères mais n'excède pas quelques centaines de mJ.m^{-2} . Cette différence n'explique pas tout ; en effet, la diffusion interfaciale entre deux polymères, laquelle a été étudiée en termes de reptation moléculaire [de Gennes, 1982], peut augmenter de manière considérable l'énergie d'interaction par suite de l'enchevêtrement des chaînes macromoléculaires. En revanche, avec certains polymères, on constate que des fractions de faible poids moléculaire sont susceptibles de migrer en surface conduisant à la formation d'une couche de faible énergie. A la limite, si l'on ajoute à un polymère fondu des molécules constituées de courtes chaînes, celles-ci diffusent à la surface et agissent comme un agent anti-adhésif.

Pour ce qui concerne l'adhésion des polymères à d'autres surfaces solides de natures différentes, il a été montré, à l'aide de relations semi-empiriques faisant intervenir les contributions polaires et non-polaires des énergies de surface [Wu, 1982], que l'interface formée est en général plus rigide que l'un des deux matériaux en présence, de sorte qu'en cas de rupture (mesure de l'adhérence, par exemple) la séparation s'effectue au sein du matériau le moins cohésif. Par suite de la déformation par fluage, la force d'adhérence est beaucoup plus grande qu'avec les élastomères, pour lesquels n'interviennent que des pertes par hystérèse. Jusqu'à aujourd'hui, il n'a pas encore été trouvé, comme pour les élastomères, de modèle analytique liant la force d'adhérence à l'énergie de rupture définie à partir du taux de restitution de l'énergie mécanique.

4.5. L'adhérence des métaux propres; influence de la contamination

Le contact des surfaces métalliques propres est extrêmement forte, comme l'ont très clairement montré les travaux effectués à la NASA [Buckley, 1971, 1981]. La force d'adhérence, nécessaire pour séparer les deux métaux, dépend de la résistance du joint interfaciale (c'est la liaison métallique qui s'exprime, son énergie est de l'ordre de 1 à 2 J.m^{-2}) mais également de la géométrie macro- et microscopique du contact, de la température, du temps de contact et de la ductilité des métaux en présence [Gane *et al.*, 1974]. Un paramètre important à prendre en compte est le rapport entre la température à laquelle on effectue l'expérience de séparation et les températures de fusion des métaux en contact. Il a été montré qu'au dessus de la température seuil $T = 0,3 T_f$ (T_f étant la température de fusion du matériau le plus

fusible), l'adhérence des métaux augmente avec la température et le temps de contact [Maugis, 1980]. Ainsi, des expériences de mesure d'adhérence conduites à température ambiante avec l'indium, l'étain ou encore le plomb, sont des expériences d'adhérence à haute température. Le fait que l'adhérence augmente avec la température et le temps peut être raisonnablement attribué à l'augmentation de l'aire de contact par fluage. Mais le problème n'est pas si simple car l'augmentation de la température provoque un accroissement concomitant de la ductilité qui tend à diminuer l'adhérence. S'il est supposé que l'interface est plus résistante que le matériau le plus mou, la force d'adhérence F peut être écrite sous la forme $F \cong A\sigma_u$ où A est l'aire de contact (laquelle augmente avec la température et le temps de contact) et où σ_u est la contrainte à la rupture ductile du matériau le plus mou (laquelle est proportionnelle à la dureté et décroît quand la température et/ou le temps de rupture augmentent). En d'autres termes, s'il est prouvé que l'adhérence dépend de manière cruciale de la ductilité des matériaux, un certain nombre d'expérimentations font encore actuellement défaut pour permettre d'établir, comme pour la déformation élastique, une expression analytique de la force d'adhérence.

Dans le cas de métaux semblables, la nature de la structure cristalline est importante. Par exemple, pour ce qui concerne les métaux cristallisant dans le système hexagonal, tels que le béryllium, le titane, le zirconium, le cobalt, le zinc ou encore le cadmium, il a été montré [Buckley, 1971 ; Barquins, 1971] que le frottement et l'adhésion dépendent du paramètre c/a de la maille élémentaire, la valeur minimale étant observée pour le matériau présentant l'indice de compacité le plus proche de la valeur idéale (1,633), à savoir le cobalt ($c/a = 1,624$). Il serait ici encore intéressant de savoir si la propriété à la fois physique et mécanique impliquée est la ductilité du métal, laquelle est directement liée au nombre et aux orientations des systèmes de plans de glissements les plus sollicités. Une méthode simple permettant de séparer l'effet de ductilité de ceux de la résistance de la jonction adhésive, de la cristallinité et de la géométrie serait d'étudier l'adhérence des métaux de même nature dans des conditions standardisées de températures suffisamment basses pour «geler» la ductilité. Dans un premier temps, les métaux pourraient être choisis parmi ceux ne présentant pas de changement de phase ; des expériences de frottement devraient être entreprises sur les mêmes surfaces propres.

Pour ce qui concerne les métaux de natures différentes, la résistance de l'interface à la rupture dépend principalement des propriétés

électroniques et des différences entre les deux réseaux cristallographiques (nature et/ou orientation) en contact. Les travaux menés dans l'ultra-vide par Buckley [1981] conduisent à conclure très pertinemment que les interactions à l'interface sont différentes de celles que l'on peut observer en volume, à savoir que les couples de matériaux dont on sait qu'ils ne forment pas un alliage sont susceptibles de créer à l'interface une couche monomoléculaire «d'alliage», de sorte que les surfaces ne se séparent pas à l'interface mais à l'intérieur du métal moins cohésif que l'interface.

Une des difficultés d'analyser l'adhérence des surfaces métalliques de grande dimension est, comme cela a déjà été noté pour les solides élastiques, que la mesure est fortement perturbée par la présence de rugosités et le mode de déformation de celles-ci. C'est pour cette raison que dans un certain nombre d'expériences [Gane et Skinner, 1973 ; Maugis *et al.*, 1978], la difficulté a été contournée en étudiant le contact en ultra-vide entre une pointe très fine, représentant une rugosité unique - par exemple, pointe en tungstène dont le rayon à l'extrémité était de l'ordre du micron - et une face cristallographique d'un monocristal, par exemple un plan de nickel (111) [Pethica et Tabor, 1979]. La mesure de la force était souvent complétée par une mesure de la résistance électrique au contact [Pollock *et al.*, 1977 ; Pashley et Tabor, 1981 ; Maugis et Pollock, 1984], laquelle a permis de mettre en évidence, contrairement à toute attente, que pendant l'application d'une force de traction croissante devant conduire à la rupture, l'aire de contact reste quasiment constante jusqu'à ce que la force seuil de rupture soit appliquée. En d'autres termes, le matériau dans le contact ainsi qu'autour de la zone de contact se comporte comme une éprouvette préentaillée soumise à une expérience de rupture par traction. De plus, il a été déduit que la déformation plastique observée sous très faible force de traction résulte principalement de l'action des forces de surface, lesquelles prédominent pour des forces de traction inférieures à 1 μN . De nouvelles recherches, utilisant par exemple la microscopie à force atomique [Burnham *et al.*, 1991, 1992], devraient être entreprises afin d'établir dans quelle mesure les forces de surface peuvent jouer un rôle très significatif dans l'adhésion des surfaces métalliques étendues, c'est-à-dire soumises à de faibles pressions de contact, comme c'est le cas pour les contacts électriques peu chargés. Ces expériences fourniraient également un moyen puissant d'étude de la déformation de très petits volumes de solides et pourraient être ensuite appliquées au frottement des surfaces.

Il est bien connu aujourd'hui que la plus petite trace de contamination, et plus particulièrement par l'oxygène, a pour conséquence immédiate une très forte réduction de l'adhérence des métaux [Bowden et Hughes, 1939 ; Buckley, 1981], un film de contaminant sur l'une des surfaces pouvant être transféré sur l'autre. Bien évidemment, l'amplitude de cette réduction de l'adhésion dépend de plusieurs paramètres tels que la nature du film, la géométrie du contact et la pression de contact, laquelle est déterminante pour savoir si la déformation de la surface est suffisante pour provoquer la pénétration du film par la fine pointe simulant l'action d'une aspérité.

Dans leur étude du contact entre un fin stilet en nickel et une surface plane du même métal, celle-ci étant recouverte par deux monocouches d'oxyde, Pashley et Tabor [1981] ont mis en évidence que la couche d'oxyde reste intacte dans un large domaine de forces d'appui et que dans ces conditions la force d'adhérence est trois à quatre fois moindre qu'en l'absence d'oxyde tandis que la résistance électrique du contact est au moins cent fois plus grande. Il ne fait aucun doute qu'ici les forces de surface de ces plans recouverts d'oxygène ne sont pas négligeables. Il a été également montré que lorsqu'un film d'oxyde de l'ordre de 40 à 50 Å est formé, l'adhérence décroît davantage, aussi longtemps que le film n'est pas traversé et la résistance électrique devient énorme ; un cycle de chargement-déchargement conduit à un comportement réversible, comme dans un système élastique. Sous forte charge d'appui, le film d'oxyde est traversé de sorte que l'on se retrouve dans les conditions de l'adhésion des surfaces dites propres. Il est évident que de semblables expériences devraient être étendues aux surfaces en frottement.

Une expérience en ce sens, concernant le frottement dans l'air d'une bille en saphir ($R = 1$ mm) contre une surface (100) polie électrolytiquement d'un monocristal d'aluminium [Barquins et Courtel, 1965] a montré que, quelle que soit la direction du frottement sur la surface, la même distance à parcourir était nécessaire pour traverser la couche d'oxyde, que cette distance diminuait à charge d'appui croissante, que la destruction locale du film d'oxyde entraînait la formation d'un dépôt métallique sur le frotteur en saphir et enfin, que l'anisotropie de frottement, attendue du fait de la diversité des plans de glissement activés suivant la direction suivie, n'apparaissait que lors du contact métal-métal, c'est-à-dire après traversée de la couche d'oxyde. Il est évident que de telles expériences devraient être reproduites en atmosphère raréfiée ou inerte, à partir de surfaces dont on sait faire croître

à volonté l'épaisseur de la couche d'oxyde qui les recouvre, afin d'étudier le plus finement possible l'influence de la force d'appui, de la vitesse de déplacement, du rayon de courbure du frotteur, de la cristallographie de la surface et/ou du frotteur et de la contamination progressive de la surface sur les deux composantes adhésion et labourage du frottement, lesquelles seront examinées plus loin.

L'effet des films de surface, que sont les couches d'oxyde, est comparable à celui des films interfaciaux formés par diffusion d'un des constituants du solide ou d'impuretés fortuitement présentes aux joints de grains. Ce phénomène conduit le plus souvent à une forte réduction de la résistance à la rupture et à la fragilisation du joint. Ce comportement a été attribué à la discontinuité évidente des réseaux cristallins au joint de grain, à la réduction de l'énergie de surface, à la faible intensité des liaisons ou encore à l'inhibition du mouvement des dislocations [Seah, 1976, 1979]. Un mécanisme pour lequel tant d'hypothèses sont émises nécessite un examen critique approfondi. Qualitativement, la description la plus simple pour exprimer la fragilisation consiste à considérer qu'un joint de grain manque de ductilité. Un autre aspect du problème est le rôle que peuvent jouer les films polymoléculaires sur les propriétés mécaniques du métal sous-jacent. Il reste aussi à expliquer pourquoi, dans le contact entre un métal et un non-métal, la présence d'une monocouche d'oxygène peut augmenter l'adhérence [Buckley, 1981].

4.6. L'adhésion des céramiques

Notre compréhension de l'adhésion et de l'adhérence des céramiques pose autant de problèmes, si ce n'est plus, que celle des métaux. Si la céramique est essentiellement à caractère ionique, les forces de liaisons au travers de l'interface, assurant ainsi l'adhésion, sont d'origine coulombienne et par suite ont une intensité accessible par le calcul. Par contre, si la liaison assurant la cohésion est covalente, il est impossible de définir avec certitude l'état permanent des atomes à la surface libre. L'existence de liaisons pendantes à la surface est encore discutable et la prédiction comportementale reste délicate. Toutefois, dans la mesure où ces liaisons pendantes sont pleinement aptes à créer des interactions avec un contre-matériau du même type, la liaison est rigide et son intensité est calculable. On peut également penser que les liaisons pendantes ont une tendance non négligeable à se lier au voisinage immédiat de la surface dont elles sont issues. Aussi, la question est de savoir si de tels liens doivent être thermo-activés avant qu'ils puissent prendre part à la formation d'une liaison avec une autre

surface ? Dans le frittage des poudres céramiques, la question ne se pose pas puisque l'on travaille à température élevée afin d'augmenter la vitesse de diffusion, la ductilité ainsi que le fluage. Mais la haute température joue-t-elle véritablement un rôle important dans l'activation des liaisons superficielles ? Bien évidemment, dans les conditions techniques réelles, les surfaces sont naturellement recouvertes de films fortement adsorbés d'oxygène et de vapeur d'eau, mais cela ne signifie en aucune manière que le problème fondamental de la liaison interfaciale ne doit pas être réexaminé.

4.7. En résumé : l'adhésion, l'adhérence, que peut-on en dire ?

En guise de récapitulation concernant l'adhésion et l'adhérence des solides, rappelons que l'adhésion entre deux solides en contact dépend de la résistance de la liaison formée à l'interface. Les divers types de liaisons sont bien répertoriés, mais avec les solides covalents subsistent quelques problèmes non résolus. Dans certains systèmes pour lesquels un transfert de charges électriques se produit à travers l'interface, on peut conclure à un effet additionnel améliorant l'adhésion. Cette adhésion peut être exprimée en termes d'énergie de liaison ou d'énergie de surface et être traitée comme un problème thermodynamique, ce qui suppose la réversibilité, caractère qui n'est probablement jamais rencontré dans des situations réelles. Il existe un type de contact qui se rapproche des conditions idéales, à savoir le contact entre deux surfaces de mica recouvertes d'un film adsorbé assurant précisément une réversibilité presque parfaite. Dans toutes les autres situations, c'est d'adhérence, et non d'adhésion, qu'il faut parler puisque des processus irréversibles de dissipation d'énergie sont activés dès que l'on éprouve la résistance des liaisons formées à l'interface en exerçant un effort de traction, par exemple. Dans la zone de contact, les processus dissipatifs sont : la ductilité pour les métaux, la viscoélasticité pour les élastomères et le fluage pour les polymères. Les facteurs qui réduisent l'adhérence mais non nécessairement l'adhésion sont principalement les films de contamination et la rugosité superficielle. La rugosité n'intervient que pour diminuer l'adhérence, quant aux couches adsorbées, il est d'usage d'annoncer qu'elles atténuent l'intensité des liaisons formées à l'interface donc qu'elles diminuent à la fois l'adhésion et l'adhérence, bien que cela ne soit pas toujours le cas. Avec les contacts métal-céramique, il arrive que les oxydes conduisent à la formation de liaisons rigides entre les surfaces. Avec les polymères, des traitements spécifiques de surface peuvent créer des liaisons chimiques ou ioniques, plus fortes que la liaison de van der Waals ; l'adhésion ainsi augmentée entraîne un accroissement concomitant de l'adhérence, parce que l'interface est

capable de transmettre des contraintes plus intenses, lesquelles déformement par fluage un plus grand volume de polymère. La rugosité de surface réduit l'adhérence par suite de la diminution de la surface réelle de contact, les aspérités les plus hautes appliquant fortement les surfaces l'une contre l'autre créent des discontinuités à l'interface qui peuvent agir comme des sources de concentration de contrainte. En revanche, lorsqu'il s'agit d'adhésifs liquides, la rugosité entraîne un accroissement de la zone de contact, à la condition expresse que l'adhésif mouille la surface du substrat qu'il recouvre, et l'adhésion et l'adhérence sont augmentées.

POUR EN SAVOIR PLUS*

F. P. BOWDEN et D. TABOR (1950) Friction and lubrication of solids (Part I). Clarendon Press, Oxford.

F. P. BOWDEN et D. TABOR (1964) Friction and lubrication of solids (Part II). Clarendon Press, Oxford.

B. J. BRISCOE (1981) Tribology of polymers *in* Physicochemical aspects of polymers surfaces, édité par K. L. Mittal, Plenum Press, New York, pp. 387-412.

B. J. BRISCOE (1992) Friction of organic polymers *in* Fundamentals of friction : macroscopic and microscopic processes, édité par I. L. Singer et H. M. Pollock, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, pp. 167-181.

D. H. BUCKLEY (1981) Surface effects in adhesion, friction, wear and lubrication. Elsevier, New York.

J. J. CAUBET (1964) Théorie et pratique industrielle du frottement. Dunod, Paris.

B. W. CHERRY (1981) Polymer surfaces. Cambridge University Press, Cambridge.

Ch.-A. COULOMB (1785) Théorie des machines simples, Mémoires de mathématiques et de physique de l'Académie Royale, vol. 10, pp. 161-342.

D. DOWSON (1979) History of Tribology. Longman, London.

* Nous tenons à la disposition des collègues intéressés une bibliographie plus complète sur le sujet, aimablement fournie par M. BARQUINS

- J. FRENE (1986) La tribologie de l'Antiquité à nos jours, B.U.P., n° 689, pp. 1531-1560.
- P.-G. de GENNES (1982) The behaviour of polymer-polymer junctions, *in* Microscopic aspects of adhesion and lubrication, édité par J. M. Georges, Elsevier, Amsterdam, pp. 335-367.
- J.-M. GEORGES, D. MAZUYER, J.-L. LOUBET et A. TONCK (1992) Friction with colloidal lubrication *in* Fundamentals of friction : macroscopic and microscopic processes, édité par I. L. Singer et H. M. Pollock, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, pp. 263-286.
- M. GODET (1990) Third bodies in tribology, Wear, vol. 136, pp. 29-45.
- J. A. GREENWOOD (1992a) Contact of rough surfaces *in* Fundamentals of friction : macroscopic and microscopic processes, édité par I. L. Singer et H. M. Pollock, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, pp. 37-54.
- J. A. GREENWOOD (1992b) Problems with surface roughness *in* Fundamentals of friction : macroscopic and microscopic processes, édité par I. L. Singer et H. M. Pollock, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, pp. 57-73.
- R. HOLM (1946) Electric contacts. Almqvist and Wiksells, Upsalla.
- I. M. HUTCHINGS (1992) Tribology : Friction and wear of engineering materials. Edward Arnold, Londres.
- J. N. ISRAELACHVILI (1992) Adhesion, friction and lubrication of molecularly smooth surfaces *in* Fundamentals of friction : macroscopic and microscopic processes, édité par I. L. Singer et H. M. Pollock, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, pp. 351-381.
- K. L. JOHNSON, K. KENDALL et A. D. ROBERTS (1971) Surface energy and the contact of elastic solids, Proc. Roy. Soc. London A, vol. 324, pp. 301-313.
- K. L. JOHNSON (1981) Aspects of friction *in* Friction and traction, édité par D. Dowson, C. M. Taylor, M. Godet et D. Berthe, Westbury House, Guilford, pp. 3-12.
- K. L. JOHNSON (1985) Contact mechanics. Cambridge University Press, Cambridge.
- C. KAJDAS, S. S. K. HARVEY et E. WILUSZ (1990) Encyclopedia of tribology. Elsevier, Amsterdam.

A. J. KINLOCH et R. J. YOUNG (1983) Fracture behaviour of polymers. Applied Science Publishers, London.

I. V. KRAGELSKII (1965) Friction and wear. Butterworths, London.

L. V. KRAGELSKII, M. N. DOBYCHIN et V. S. KOMBALOV (1982) Friction and wear : calculation methods, Pergamon Press, Oxford.

J. K. LANCASTER (1972) Friction and wear *in* Polymer science : a materials science handbook, édité par A. D. Jenkins, North Holland Publ. Corp., pp. 959-1046.

G. M. McCLELLAND (1989) Friction between weakly interacting smooth surfaces *in* Adhesion and friction, édité par N. J. Kreuzev et M. Grunze, Springer Verlag, Berlin, pp. 1-16.

G. M. McCLELLAND et J. N. GLOSLI (1992) Friction at the atomic scale *in* Fundamentals of friction : macroscopic and microscopic processes, édité par I. L. Singer et H. M. Pollock, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, pp. 405-422.

D. F. MOORE (1972) The friction and lubrication of elastomers. Pergamon Press, Oxford.

D. F. MOORE (1975) Principles and applications of tribology. Pergamon Press, Oxford.

A.-J. MORIN (1835) Nouvelles expériences faites à Metz en 1833 sur le frottement, sur la transmission du mouvement par le choc, sur la résistance des milieux imparfaits à la pénétration des projectiles et sur le frottement pendant le choc, Mém. Savans Etrang. (Paris), vol. 6, pp. 641-785.

H. M. POLLOCK (1992) Surface forces and adhesion *in* Fundamentals of friction : macroscopic and microscopic processes, édité par I. L. Singer et H. M. Pollock, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, pp. 77-94.

E. RABINOWICZ (1965) Friction and wear of solids. John Wiley & Sons, New York.

A. D. SARKAR (1980) Friction and wear. Academic Press, Londres.

A. R. SAVKOOR (1982) The mechanics and physics of adhesion of elastic solids *in* Microscopic aspects of adhesion and lubrication, édité par J. M. Georges, Elsevier, Amsterdam, pp. 279-309.

A. R. SAVKOOR (1987) Dry adhesive friction of elastomers. Doctoral Dissertation, Delft University of Technology, Delft.

A. R. SAVKOOR (1992) Models of friction based on contact and fracture mechanics *in* Fundamentals of friction : macroscopic and microscopic processes, édité par I. L. Singer et H. M. Pollock, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, pp. 111-133.

N. P. SUH (1986) Tribophysics. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New-York.

D. TABOR (1982) The role of surface and intermolecular forces in thin film lubrication *in* Microscopic aspects of adhesion and lubrication, édité par J.-M. Georges, Elsevier, Amsterdam, pp. 651-679.

D. TABOR (1992) Friction as a dissipative process *in* Fundamentals of friction : macroscopic and microscopic processes, édité par I. L. Singer et H. M. Pollock, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, pp. 3-20.

K. TANAKA et Y. UCHIYAMA (1974) Friction, wear and surface melting of crystalline polymers *in* Advances in polymer friction and wear, édité par L. H. Lee, Plenum Publishing Cooperation, New York, vol. A5, pp. 499-530.

D. G. TERR et R. D. ARNELL (1975) Wear *in* Principles of tribology, édité par J. Halling, The MacMillan Press Ltd, pp. 94-127.

T. R. THOMAS (1982) Rough surfaces. Longman, London.

S. S. VOYUTSKII (1963) Autohesion and adhesion of high polymers. Interscience Publishers, New York.

S. WU (1982) Polymer interface and adhesion. Marcel Dekker Inc., New-York.