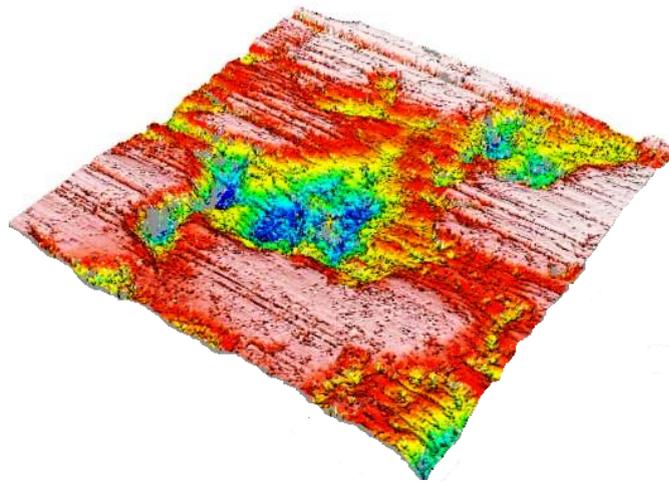


Introduction à la TRIBOLOGIE

Noël Brunetière



Institut Pprime - Futuroscope
2016

noel.brunetiere@univ-poitiers.fr
<http://www.pprime.fr/?q=fr/brunetiere-noel>
<http://blogs.univ-poitiers.fr/noelbrunetiere/teaching/>

Table des matières

Table des matières	2
Introduction	5
1 Surfaces solides	11
1.1 Définition des surfaces solides	11
1.2 Structure des surfaces	11
1.3 Topographie des surfaces	13
1.3.1 Paramètres de rugosité	13
1.3.2 Méthodes de mesure	16
1.3.3 Exemples de surface	18
1.4 Quelques propriétés des surfaces	19
1.4.1 Dureté des surfaces	19
1.4.2 Énergie de surface	19
1.5 Amélioration des propriétés de surface	21
1.5.1 Traitements de surface	22
1.5.2 Revêtements	22
2 Contact des solides	25
2.1 Contact localisé	25
2.1.1 Définition du contact localisé	25
2.1.2 Contact élastique	25
2.1.3 Limite élastique et déformation plastique	28
2.2 Contact surfacique	29
2.2.1 Définition du contact surfacique	29
2.2.2 Contact élastique	30
2.2.3 Limite élastique et déformation plastique	34
2.3 Adhésion	35
2.3.1 Force de van der Waals	35
2.3.2 Travail d'adhésion	36
2.3.3 Critère d'adhésion	37
3 Frottement, usure et dissipation	41
3.1 Frottement	41
3.1.1 Lois et mécanismes du frottement	41
3.1.2 Contribution adhésive au frottement	42
3.1.3 Contribution plastique au frottement	45
3.1.4 Frottement statique	46
3.1.5 Instabilités de frottement	46
3.1.6 Mesure du frottement	48

3.2	Dissipation	49
3.2.1	Solide soumis à une source de chaleur stationnaire	49
3.2.2	Solide soumis à une source de chaleur mobile	50
3.2.3	Cas d'un contact localisé entre deux solides	50
3.2.4	Cas d'un contact surfacique entre deux solides	51
3.3	Usure	53
3.3.1	Les différents mécanismes d'usure	53
3.3.2	Usure adhésive	53
3.3.3	Usure abrasive	55
3.3.4	Modèle d'usure	56
3.3.5	Mesure de l'usure	58
3.4	Théorie du troisième corps	59
4	Les lubrifiants	61
4.1	Définition	61
4.2	Composition des lubrifiants	61
4.2.1	Les huiles minérales	61
4.2.2	Les huiles de synthèse	61
4.2.3	Les additifs	63
4.3	Viscosité	64
4.3.1	Définition et mesure de la viscosité	64
4.3.2	Lois de variation de la viscosité	66
4.3.3	Classement normalisé des huiles	67
4.3.4	Comportements particuliers	69
4.4	Les éco-lubrifiants	69
4.5	Les lubrifiants solides	69
5	L'équation de Reynolds	71
5.1	Démonstration intuitive de l'équation de Reynolds	71
5.2	Équation générale - coordonnées cartésiennes	74
5.3	Équation générale - coordonnées polaires	77
6	La lubrification hydrodynamique	79
6.1	Introduction	79
6.2	Butées hydrodynamiques	81
6.2.1	Configuration géométrique	81
6.2.2	Distribution de pression	81
6.2.3	Calcul des principaux paramètres	82
6.3	Paliers hydrodynamiques	84
6.3.1	Configuration géométrique	84
6.3.2	Distribution de pression	85
6.3.3	Calcul des principaux paramètres	86
6.3.4	Effets thermiques	87
6.3.5	Comportement dynamique	88
6.4	Réalisations pratiques	90
7	La lubrification hydrostatique	91
7.1	Introduction	91
7.2	Butée hydrostatique	92
7.3	Généralisation	97

7.3.1	Formules générales	97
7.3.2	Butée 1D	98
7.3.3	Butée plane à un ou quatre alvéoles identiques et centrés	98
7.3.4	Butée plane circulaire	98
7.3.5	Palier cylindrique à un ou quatre alvéoles identiques	99
7.4	Réalisations pratiques	100
8	La lubrification élastohydrodynamique	101
8.1	Introduction	101
8.2	Modélisation du problème	101
8.2.1	Résultats numériques	103
8.2.2	Comparaison à l'expérience	103
8.3	Les différents régimes de lubrification	103
8.4	Réalisations pratiques	108
9	Lubrification par un gaz	109
9.1	Introduction	109
9.2	Loi de comportement du gaz	110
9.3	Lubrification aérodynamique	110
9.4	Lubrification aérostatique	112
9.5	Réalisation pratique	115
	Bibliographie	117

Introduction

Le mot tribologie a été proposé par Peter Jost¹ en 1966 et est basé sur le mot grec "tribos" qui signifie frotter [WC13]. Il s'agit donc de la science du frottement. Son but est de regrouper sous une seule terminologie l'ensemble des sciences du frottement :

- Contact des surfaces ;
- Usure ;
- Frottement ;
- Lubrification ;
- etc.

Une définition plus précise de la tribologie est l' "étude des interactions entre surfaces solides en mouvement relatif".

Lorsque deux solides sont mis en contact sous l'action d'une force normale F , une force tangentielle T apparaît et s'oppose au déplacement relatif des deux solides (figure 1). Le frottement est très utile lorsque l'on cherche à immobiliser deux solides l'un par rapport à l'autre. Par exemple il facilite nos déplacements en nous permettant d'exercer, sans glisser, des forces de poussée tangentielle sur le sol pour nous propulser. En revanche, il présente un inconvénient dès lors que l'objectif est de mettre en mouvement relatif deux solides.

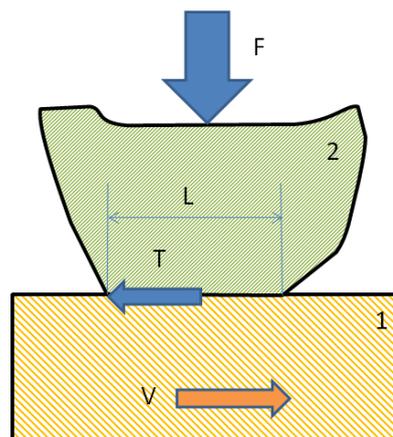


FIGURE 1 – Contact entre deux solides en présence de frottement.

La présence de frottement dans un contact glissant conduit à une perte d'énergie mécanique qui est transformée en chaleur (voir figure 2 a). D'autre part, il conduit à une détérioration des surfaces par usure, fissuration thermique, fatigue comme le montre la figure 2 b.

1. Peter Jost était Président de l'International Tribology Council <http://www.itctribology.org/> jusqu'en 2016, année de son décès



FIGURE 2 – a) Dissipation thermique due au frottement dans un disque de formule 1 b) Disque de frein usé par frottement.

Une étude récente de Holmbeg et al. [HAE12] a montré que dans une voiture moyenne se déplaçant à 60km/h , les pertes par frottement représentaient 43% de l'énergie mécanique fourni par la moteur (figure 3). Pour l'année 2009, 208 milliards de litres de carburant auraient été brûlés pour vaincre le frottement. On comprend aisément l'intérêt que présente la tribologie et la maîtrise des frottements aussi bien pour les aspects économiques qu'environnementaux. Il est donc utile de pouvoir proposer des solutions permettant de limiter le frottement et ses conséquences.

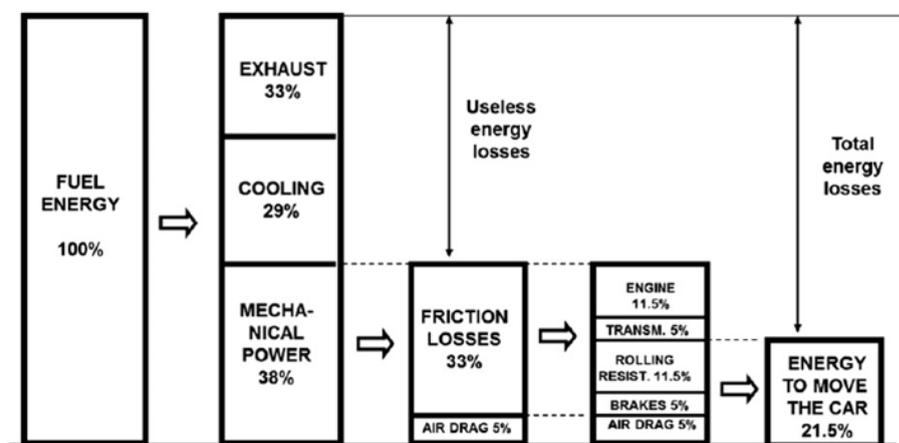


FIGURE 3 – Pertes énergétiques dans un véhicule automobile [HAE12].

Une recette bien connue pour réduire le frottement consiste à remplacer le glissement par du roulement. La figure 4 présente une illustration datant de 700 ans avant J-C où des Assyriens déplacent une statue qu'on peut imaginer lourde. A l'avant de la statue on peut apercevoir plusieurs personnes ayant la charge de glisser des rondins cylindriques sous la statue afin de faciliter le déplacement de cette dernière.

L'illustration de la figure 5 est encore plus âgée et présente cette fois des Égyptiens déplaçant également une statue. On remarque sur l'avant de la sculpture qu'une personne verse un liquide entre la statue et le sol. Ce liquide sert très certainement de lubrifiant permettant de réduire les frottements. Ces deux exemples montrent que bien que le mot tribologie soit relativement récent, les enjeux de cette science ont été pris en considération depuis longtemps.

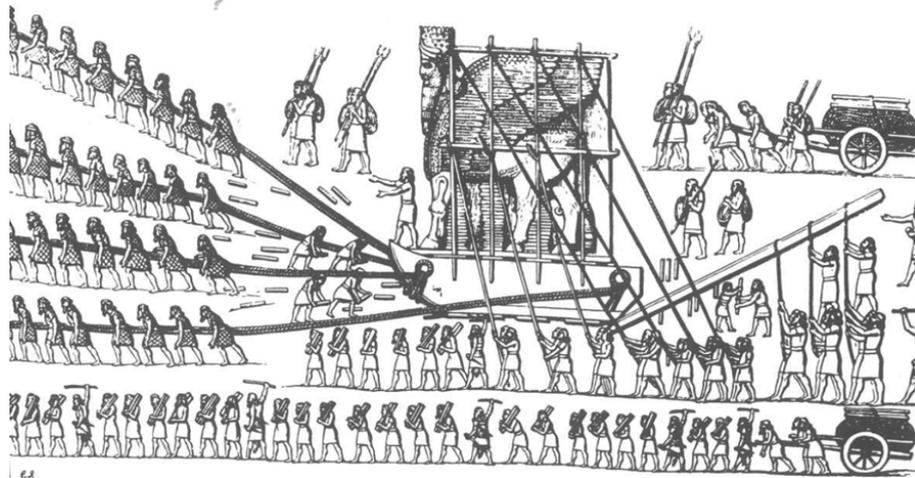


FIGURE 4 – Assyriens transportant une statue, 700 av J-C [Dow98].

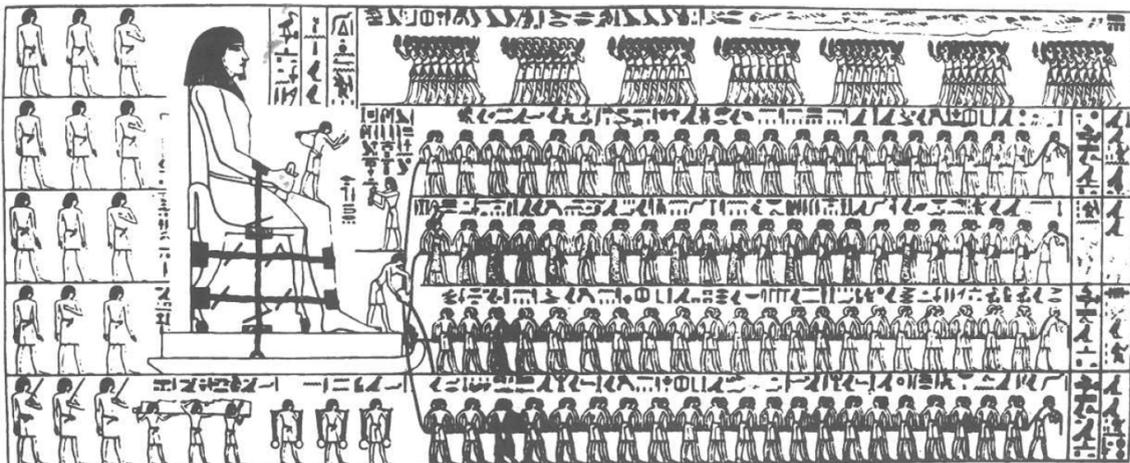


FIGURE 5 – Egyptiens déplaçant une statue, 1880 av J-C [Dow98].

La lubrification est certainement le moyen le plus efficace et le plus utilisé pour limiter le frottement et ses conséquences. Lorsque le roulement est utilisé il n'est pas rare qu'on y associe une lubrification adaptée comme nous le verrons plus loin. Reprenons le contact précédent et supposons qu'un lubrifiant de viscosité μ soit introduit entre les surfaces (figure 6). Nous noterons V la vitesse de glissement et L la longueur du contact.

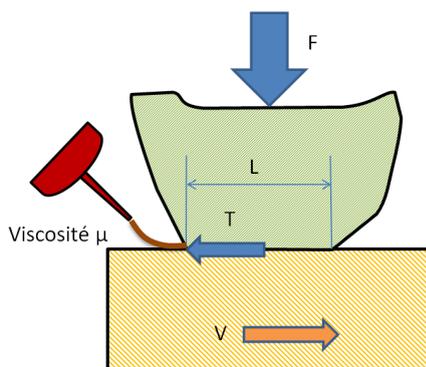


FIGURE 6 – Contact lubrifié.

Si le coefficient de frottement f , qui le rapport de la force tangentielle sur la force normale $f = \left| \frac{T}{F} \right|$ est représenté en fonction d'un paramètre dit hydrodynamique $G = \frac{\mu V L}{F}$, une courbe semblable à celle de la figure 7 est obtenue. Cette courbe généralement appelée courbe de Stribeck permet d'identifier trois régimes de lubrification :

- régime de lubrification limite ou sec** : les solides sont en contact direct (contact sec) ou séparés par des couches de molécules adsorbées (régime limite) si le lubrifiant le permet. Le coefficient de frottement est plutôt élevé.
- régime de lubrification mixte** : les aspérités sont encore en régime de lubrification limite alors que par ailleurs le lubrifiant, dont le pression augmente, participe au support de la force appliquée. Le coefficient de frottement f diminue progressivement alors que G augmente.
- régime de lubrification hydrodynamique** : La pression générée dans le lubrifiant est suffisante pour équilibrer le force F et complètement séparer les surfaces. Il n'y alors plus de contact direct des surfaces et donc théoriquement plus d'usure. Le frottement est faible mais va augmenter avec G .

Le but de ce document est de réaliser une introduction sur les différents aspects de la tribologie. Il sera donc découpé en plusieurs chapitres que l'on peut regrouper en deux parties. La première s'intéresse au contact direct des solides, au frottement et à l'usure. La deuxième partie est consacrée à la lubrification.

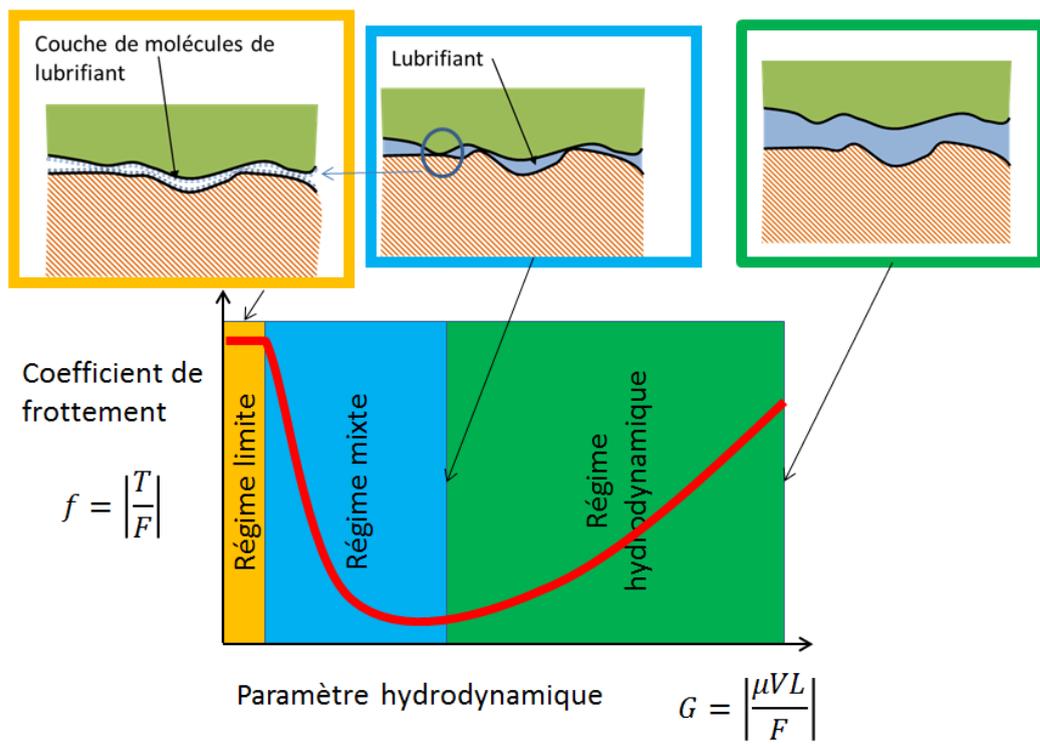


FIGURE 7 – Les différents régimes de lubrification.

Chapitre 1

Surfaces solides

Il est indispensable de commencer un cours de tribologie par une présentation des surfaces solides. En effet, c'est au niveau des surfaces que vont s'initier tous les phénomènes physiques mis en jeu en tribologie.

1.1 Définition des surfaces solides

Une surface solide est l'interface entre un solide et un deuxième milieu qui peut être un autre solide, un gaz (l'atmosphère par exemple) ou un liquide (un lubrifiant par exemple). La figure 1.1 présente quelques exemples de surfaces.

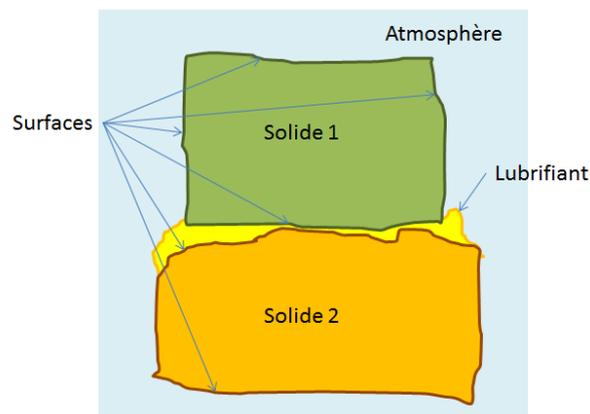


FIGURE 1.1 – Quelques exemples de surfaces.

1.2 Structure des surfaces

Les solides présentent généralement des propriétés physiques différentes en surface de ce qu'elles sont au coeur du matériau. Un atome situé à l'intérieur de la matière est en équilibre sous l'action des forces exercées par ses voisins (figure 1.2). Lorsqu'un atome se situe en surface, il n'est plus soumis aux forces d'atomes qui seraient situés de l'autre côté de la surface. Ceci se traduit généralement par une réduction des distances inter-atomiques près de la surface. Par suite les propriétés mécaniques du matériau sont affectés en surface. D'autre part, les atomes en surface sont susceptibles d'interagir avec l'environnement.

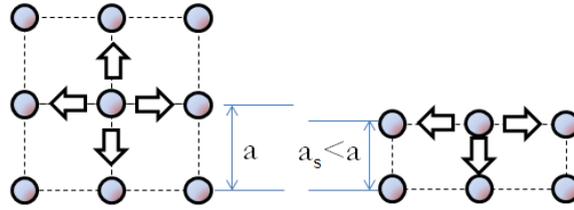


FIGURE 1.2 – Distribution des atomes au coeur du matériau et en surface.

En examinant les surfaces de matériaux métalliques, il est possible d'identifier différentes couches localisées plus ou moins profondément dans la matière [Bhu02]. La figure 1.3 présente une description des couches usuellement observées en surface :

- Gaz adsorbés (0.3 à 3nm) :** Cette couche de contient des molécules de gaz, vapeur d'eau, oxygène qui ont été adsorbées par le solide. Les molécules sont maintenues en surface par les interactions de Van der Waals.
- Couche d'oxyde (10 à 100 nm) :** La plupart des métaux réagissent avec l'oxygène pour former une couche d'oxyde.
- Couche de Beilby (1 à 100 nm) :** Dans cette couche, la structure cristalline est différente de celle présente au coeur matériau.
- Couche déformée (1 à 100 μm) :** La couche est soumise à des contraintes résiduelles résultant du procédé de fabrication.

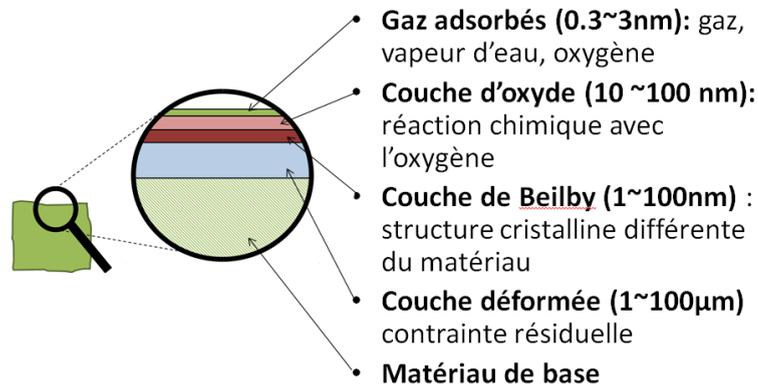


FIGURE 1.3 – Les différentes couches observables en surface d'un solide (métallique) [Bhu02].

Ces couches ne sont pas un handicap mais constitue généralement une protection pour le solide (meilleure résistance mécanique, meilleure tenue à la corrosion). Un exemple typique est l'oxyde d'aluminium (Al_2O_3 ou alumine) qui se forme naturellement sur l'aluminium. Cette couche de quelques nanomètres (figure 1.4) suffit à protéger l'aluminium contre la corrosion. Il est courant d'augmenter son épaisseur par un procédé d'anodisation.

Le but de cette partie n'est pas d'être exhaustif car des compétences en chimie, métallurgie seraient nécessaires. L'objectif est de mettre en évidence que le matériau en surface est différent du matériau de base. La description des couches données ici s'applique aux métaux mais elle serait différente pour les polymères ou les céramiques.

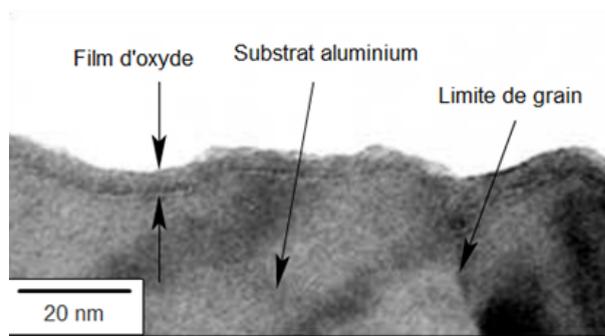


FIGURE 1.4 – Couche d'alumine en surface d'un échantillon d'aluminium.

1.3 Topographie des surfaces

Quelque soit le moyen de mise en oeuvre utilisé, les surfaces présentent des écarts géométriques par rapport à leur forme théorique. Comme on le verra par la suite, ces défauts jouent un rôle primordial en tribologie. On peut classer les défauts en fonction de leur longueur d'onde L (figure 1.5) :

- si L est de l'ordre de la taille de la surface, on parle de défaut de forme ;
- lorsque $0.001m < L < 0.01m$, on parle de défaut d'ondulation ;
- les défauts de longueur d'onde inférieure sont appelés rugosité.

Dans la suite de l'étude, nous ne considérerons que les défauts de type rugosité. Ceci revient à dire que l'étendue du contact est faible ou que les défauts de forme et d'ondulations sont négligeables. Ces hypothèses sont assez souvent vérifiées mais il ne faudra toutefois pas les perdre de vue.

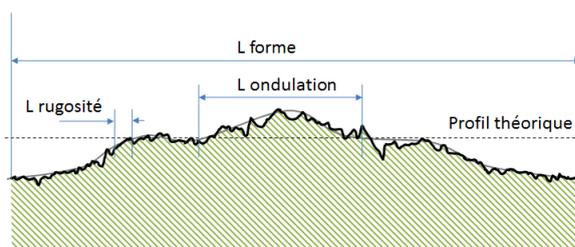


FIGURE 1.5 – Défauts géométriques d'une surface

1.3.1 Paramètres de rugosité

Pour simplifier cette section, nous nous intéressons au cas d'un profil de rugosité. Les paramètres présentés sont également valables pour des surfaces.

La figure 1.6 présente un exemple de profil de surface. L'échelle verticale est amplifiée par rapport à l'échelle horizontale pour que les rugosités puissent être discernées. En coupant le profil par une ligne horizontale, il est possible de calculer le pourcentage de points situés au-dessus de la ligne. En balayant verticalement le profil avec la ligne horizontale, on obtient l'évolution de ce pourcentage en fonction de la hauteur z . La courbe obtenue est appelée courbe de portance ou courbe d'Abbott. Elle indique le pourcentage de points qui entrerait en contact avec un plan rigide situé à la hauteur z . Comme nous le verrons, ce pourcentage de contact n'est qu'indicatif. La dérivée par rapport à z de cette courbe

donne la densité de probabilité du profil. Dans de nombreux cas, la densité de probabilité peut être représentée par une fonction Gaussienne f :

$$f(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(z-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (1.1)$$

où μ représente la hauteur de la ligne moyenne et σ l'écart type des hauteurs. Pour une surface Gaussienne (qui présente une densité de probabilité décrite par une fonction de Gauss), les hauteurs des points de la surface sont compris entre environ -3σ et $+3\sigma$ autour de la ligne moyenne.

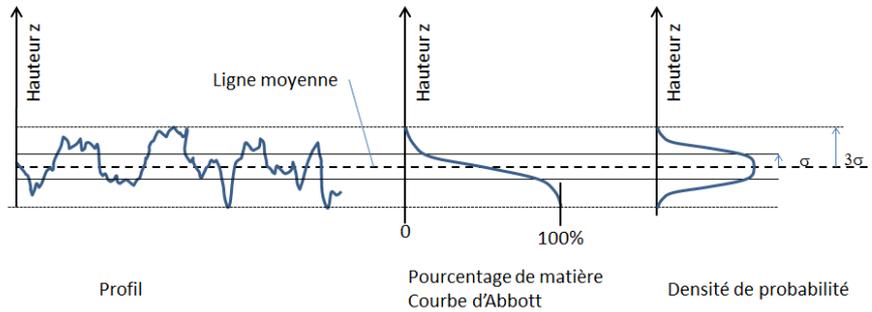


FIGURE 1.6 – Profil d'une surface rugueuse et analyse de la distribution

Les profils de rugosité mesurés sont généralement une série de n points de hauteur z_i espacé d'un intervalle latéral $|\Delta x|$. Cet intervalle représente l'échantillonnage latéral de l'appareil de mesure. A partir de cette série, on peut calculer des paramètres d'amplitude. Le plus utilisé dans la communauté des mécaniciens est le Ra :

$$Ra = \frac{1}{n} \sum_1^n |z_i| \quad (1.2)$$

On utilise également le Rq :

$$Rq = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_1^n z_i^2} \quad (1.3)$$

Ce paramètre est équivalent à l'écart type σ présenté précédemment. On utilise également un paramètre de symétrie :

$$RSk = \frac{1}{nRq^3} \sum_1^n z_i^3 \quad (1.4)$$

Une valeur positive de ce paramètre indique des pics plus marqués que les vallées. La situation inverse correspond à une valeur négative de RSk . Enfin, le paramètre d'étalement indique sur quelle étendue sont distribués les points de la surface :

$$RKu = \frac{1}{nRq^4} \sum_1^n z_i^4 \quad (1.5)$$

Ces deux derniers paramètres sont sans dimension.

Dans le cas d'une surface Gaussienne, la paramètre de symétrie est nul car les points sont distribués symétriquement de part et d'autre de la ligne moyenne. Par ailleurs, le

paramètre d'étalement vaut 3. Ce nombre correspond à l'intervalle d'étalement des hauteurs de 3 fois l'écart-type. Enfin, les paramètres de hauteur sont proportionnels :

$$Rq \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} Ra \approx 1.25 Ra \quad RSk = 0 \quad RKu = 3 \quad (1.6)$$

Suivant le procédé de fabrication utilisé, les surfaces ne sont pas forcément Gaussiennes. Par exemple la rectification le rodage ou le polissage tendent à éliminer les pics des surfaces sans affecter les vallées. Ceci conduit à une diminution de Rq et de RSk qui devient alors négatif. Ceci s'accompagne généralement d'une augmentation du RKu . Un exemple est présenté sur la figure 1.7.

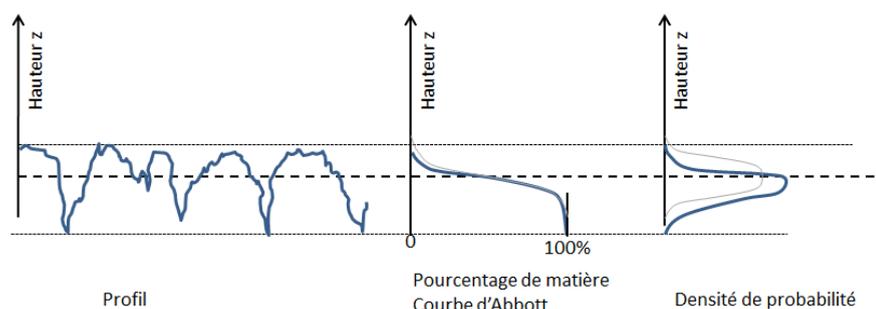


FIGURE 1.7 – Exemple de profil rugueux non-Gaussien.

Whitehouse [Whi03] a confirmé que suivant le procédé de réalisation, les paramètres statistiques des surfaces varient (figure 1.8). La figure 1.9 montre l'effet du procédé de fabrication sur l'amplitude des hauteurs des rugosités (paramètre Rq ou Sq pour une surface). Par la suite nous nous placerons dans le cas particulier de surface Gaussienne.

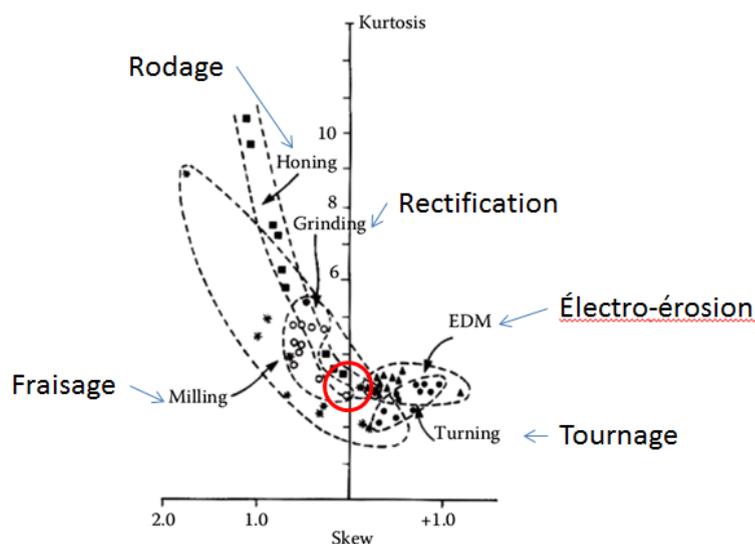


FIGURE 1.8 – Relations des paramètres RSk et RKu au procédé d'obtention, d'après Whitehouse [Whi03]. Le cercle rouge correspond au domaine des surfaces Gaussiennes

Les paramètres de hauteur ne sont pas suffisants pour complètement caractériser les rugosités. En effet, il est utile d'avoir une information sur l'étendue latérale des rugosités. Pour cela, on peut faire appel à la fonction d'autocorrélation, FAC , qui caractérise le degré

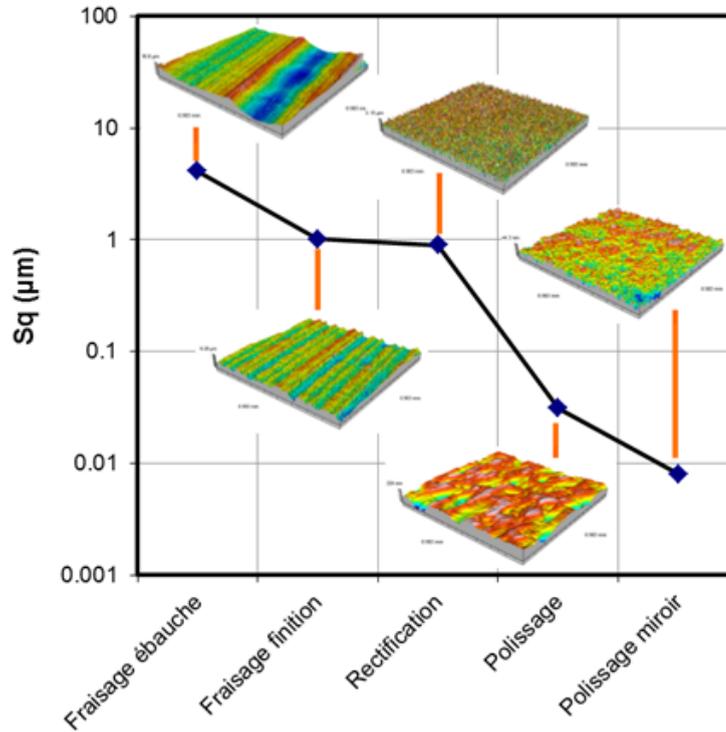


FIGURE 1.9 – Relation entre le paramètre S_q et le procédé d'obtention.

de ressemblance d'une surface avec elle-même lorsqu'on la décale d'une distance x . Pour un profil sa définition est la suivante :

$$FAC(x = j\Delta x) = \frac{1}{nRq^2} \sum_1^n z_i \times z_{i+j} \quad (1.7)$$

En raison du caractère aléatoire des rugosités, cette fonction est maximale lorsque $x = 0$ puis tend progressivement vers 0 lorsque x augmente. Deux exemples de FAC sont présentés sur la figure 1.10 pour deux profils ayant des rugosités d'étendue latérale différentes. Dans de nombreux cas, cette fonction peut être approchée par une fonction exponentielle décroissante :

$$FAC(x) \approx \exp\left(-2.3\frac{x}{\lambda}\right) \quad (1.8)$$

où λ est la longueur à partir de laquelle la fonction ne vaut plus que 10% de sa valeur maximale. On l'appelle longueur de corrélation. C'est généralement ce paramètre qu'on utilise plutôt que la FAC elle-même. Les deux profils de la figure 1.10 ont des longueurs de corrélation différentes.

Les paramètres de rugosité que nous avons présenté ont été calculés pour des profils. Les appareils de mesure surfaciques commencent à devenir de plus en plus courants. Il existe donc des paramètres similaires mais pour les surfaces. Cependant, pour les différencier la première lettre est un S au lieu du R pour les profils : Sq , Sa , SSk et SKu .

1.3.2 Méthodes de mesure

Il existe un grand nombre d'instruments de mesure de topographie. Nous ne verrons ici que trois systèmes de mesure qui permettent de balayer un large spectre de résolution.

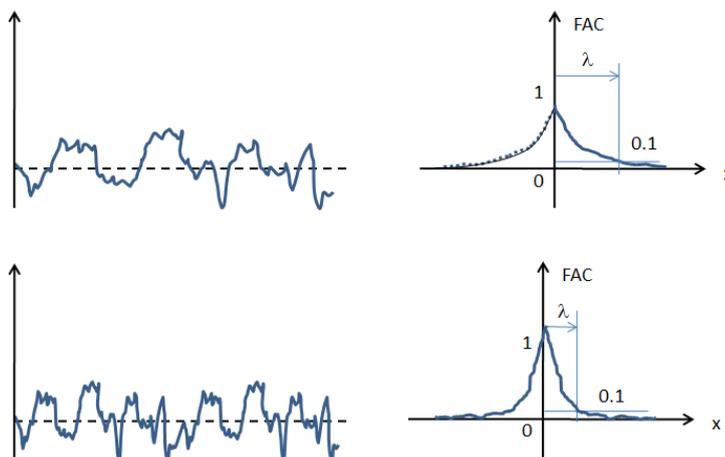


FIGURE 1.10 – Fonction d'autocorrélation de deux profils rugueux différents.

Le palpeur mécanique dont le principe est illustré sur la figure 1.11 est l'appareil de mesure historique. Le principe consiste à promener un bras horizontal muni d'une pointe diamant suivant la direction du profil à mesurer puis d'enregistrer les mouvements verticaux du bras. Ce système offre une résolution verticale qui peut atteindre le nanomètre. Sa résolution latérale est limitée par le rayon de la pointe qui vaut généralement $2\mu\text{m}$. L'obtention d'une surface nécessite la réalisation de plusieurs profils.

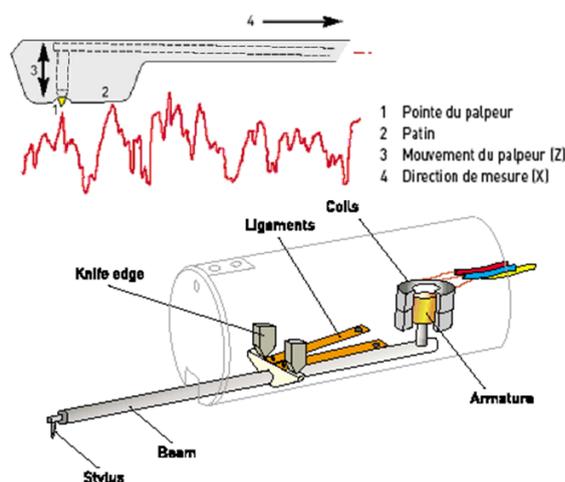


FIGURE 1.11 – Principe de fonctionnement du palpeur mécanique.

Le microscope interférométrique offre l'avantage de mesurer des surfaces sans contact et sans balayage horizontal. Le principe (figure 1.12) consiste à faire interférer le signal lumineux réfléchi par l'échantillon avec celui réfléchi par un miroir de référence. L'acquisition nécessite un mouvement horizontal qui est assuré par un actionneur piezo ou un système vis-écrou en boucle fermée. Les résolutions verticales sont très inférieures au nanomètre alors que la résolution latérale se limite à environ $0.5\mu\text{m}$.

Enfin, le microscope à force atomique (*AFM*) offre les meilleures résolutions actuellement disponibles. Elles sont inférieures au nanomètre dans les trois directions grâce à

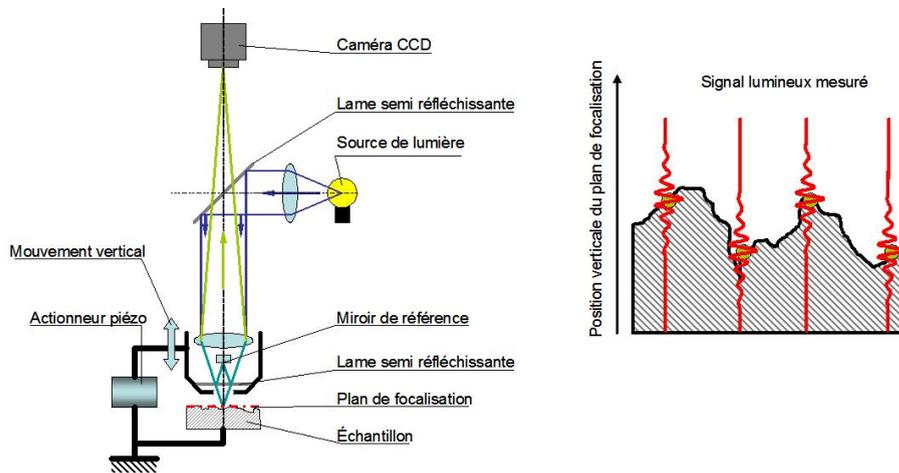


FIGURE 1.12 – Principe de fonctionnement du microscope interférométrique.

l'utilisation d'un actionneur piézo. Pour cela, une pointe dont le rayon de courbure est de quelques nanomètres est mis en contact avec la surface. La pointe est montée sur un support extrêmement souple pour ne pas indenter la surface. Enfin l'échantillon est déplacé suivant z de manière à maintenir le faisceau laser réfléchi par la pointe au centre de la cible.

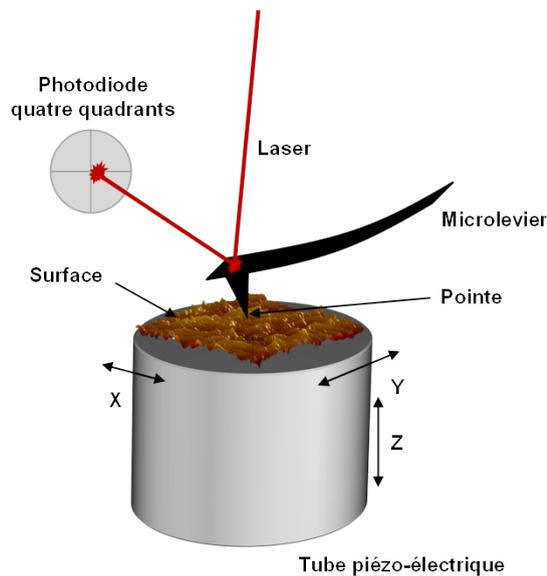


FIGURE 1.13 – Principe de fonctionnement du microscope à force atomique.

L'étendue latérale de mesure est généralement de l'ordre de 1000 fois la résolution latérale, ce qui limite l'AFM aux applications de recherche. En revanche, le microscope interférométrique est de plus en plus couramment utilisé dans l'industrie.

1.3.3 Exemples de surface

Les figures 1.14 à 1.17 présentent des surfaces obtenues par différents procédés. Les mesures ont été réalisées au moyen d'un microscope interférométrique. Les premières surfaces ont des caractéristiques quasiment Gaussienne ($SSk = 0$ et $SKu = 3$). En revanche, la

surface polie présentée sur la figure 1.17 ne peut pas être considérée comme Gaussienne. En effet le polissage élimine les pics de la surface sans affecter les vallées. La distribution n'est alors plus symétrique.

1.4 Quelques propriétés des surfaces

Nous présentons dans cette section quelques propriétés de surfaces qui jouent un rôle fondamental en tribologie.

1.4.1 Dureté des surfaces

La dureté caractérise la capacité d'un matériau (et donc de sa surface) à résister à la pénétration. Elle est généralement mesurée en appliquant un effort au moyen d'un poinçon (plus dur que le matériau à tester) de façon à laisser une empreinte sur la surface (figure 1.18). La taille de l'empreinte laissée est inversement proportionnelle à la dureté. Il existe plusieurs types d'essais qui se différencient par la forme du poinçon utilisé et la force appliquée :

- dureté Brinell avec une bille (HB)
- dureté Vickers avec une pyramide (HV)
- dureté Rockwell avec un cône (HRC) ou une bille (HRB)
- dureté Shore (Matériaux mous)

La dureté Vickers s'exprime à partir de la diagonale d de l'empreinte laissée :

$$HV (MPa) \cong 0.189 \frac{F (N)}{d (mm)^2} \quad (1.9)$$

On admet généralement que la dureté Vickers est liée à la limite élastique Re :

$$0.3Re (MPa) \cong HV \quad (1.10)$$

En tribologie, on définit généralement la dureté H comme la pression moyenne de contact p_m conduisant à l'écoulement plastique du matériau. Dans le cas de la dureté Vickers, elle s'exprime en divisant la force d'indentation par la surface réelle de contact $\left(\frac{d}{\sqrt{2}}\right)^2$:

$$H = 2 \frac{F}{d^2} \cong \frac{2HV}{0.189} \cong 10HV \quad (1.11)$$

On en déduit la relation suivante entre la limite élastique Re et la dureté H :

$$H = p_m \approx 3Re \quad (1.12)$$

Cette relation est intéressante car elle permet une estimation de la dureté de n'importe quel matériau dès lors que sa limite élastique est connue.

À titre indicatif, le tableau 1.1 donne la valeur de la dureté Vickers de quelques matériaux connus. Le diamant se distingue par une dureté exceptionnelle en comparaison des aciers. Le carbure de silicium ou l'alumine permettent d'obtenir des surfaces avec une excellente dureté pour un prix beaucoup plus raisonnable que celui du diamant.

1.4.2 Énergie de surface

Les surfaces présentent une énergie qu'on note généralement γ . Cette dernière provient des atomes en surface qui sont libres d'interagir avec l'environnement contrairement à ceux qui sont localisés au cœur du solide. Cette énergie joue un rôle fondamental dans de

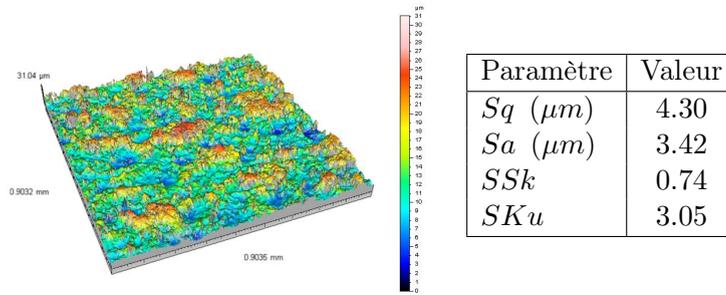


FIGURE 1.14 – Surface obtenue par électro-érosion.

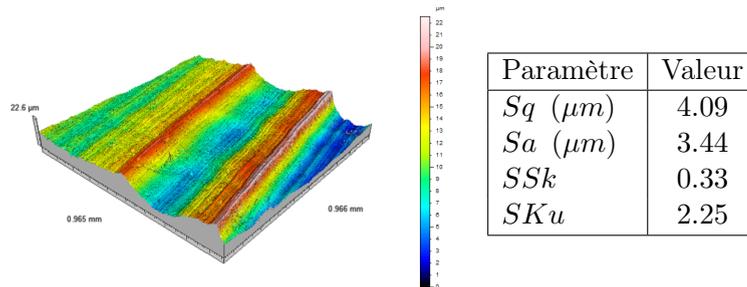


FIGURE 1.15 – Surface obtenue par fraisage.

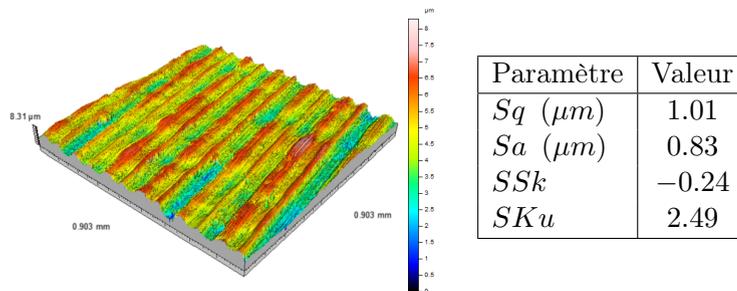


FIGURE 1.16 – Surface obtenue par fraisage en mode finition.

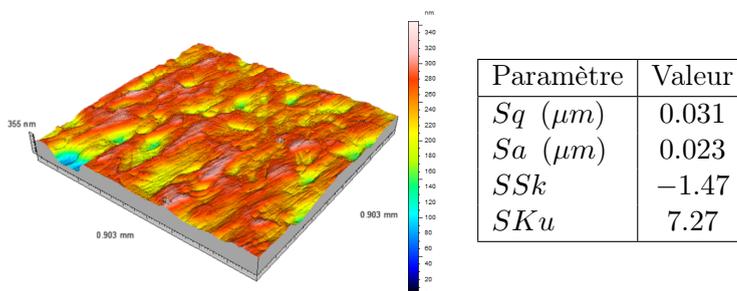


FIGURE 1.17 – Surface obtenue par polissage.

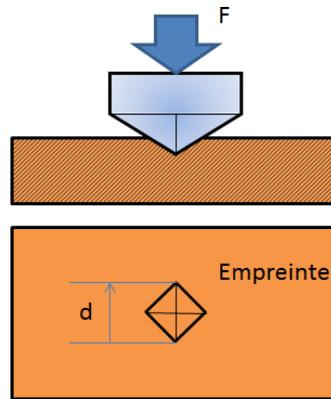
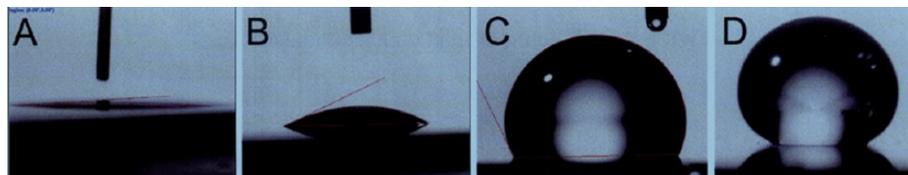


FIGURE 1.18 – Mesure de la dureté Vickers

Matériau	$HV (MPa)$
Acier au carbone	55-120
Acier inox 316L	140
Martensite	1000
Alumine Al_2O_3	1800
Carbure de silicium SiC	2000-3000
Diamant	10000

TABLE 1.1 – Dureté de quelques matériaux courants.

nombreux phénomènes tribologiques (adhésion, usure, mouillabilité) comme nous le verrons dans les chapitres suivants. La figure 1.19 présente l'étalement d'une goutte de liquide sur des surfaces d'énergie décroissante. Plus γ est élevé plus la goutte va s'étaler facilement. Au contraire, une faible énergie de surface conduit à une surface hydrophobe. Des ordres de grandeur de ces énergies sont données dans le tableau 1.2. Bien que ces valeurs semblent très faibles, leur impact peut être non-négligeable.

FIGURE 1.19 – Effet de l'énergie de surface γ sur la mouillabilité d'une surface : de A : forte énergie de surface, à D : faible énergie de surface

1.5 Amélioration des propriétés de surface

Pour améliorer les performances et la tenue d'une surface, on va chercher à modifier sa dureté, son énergie de surface ou sa résistance à la corrosion. Il existe deux techniques pour atteindre cet objectif : l'application d'un revêtement sur la surface ou la réalisation d'un traitement.

Matériau	γ mJ/m^2
Métaux	800-3000
Céramiques	50-120
Polymères	10-30

TABLE 1.2 – Énergie de surface de quelques matériaux courants [Gra08, Mat08].

1.5.1 Traitements de surface

Les traitements de surface consiste à modifier la constitution chimiques ou la structure cristalline du matériau. Pour les aciers, il existe de nombreux traitements thermo-chimiques dont les plus courants son présentés sur la figure 1.20. Ceux-ci permettent d’augmenter la dureté superficielle. Ils se différencient par leur effet sur la matière :

- nituration (nitriding) : implantation d’atomes d’azote dans l’acier ;
- carburation (carburizing) : implantation d’atomes de carbone dans l’acier ;
- trempe superficielle ou à coeur (hardening) : modification de la structure cristalline de l’acier.

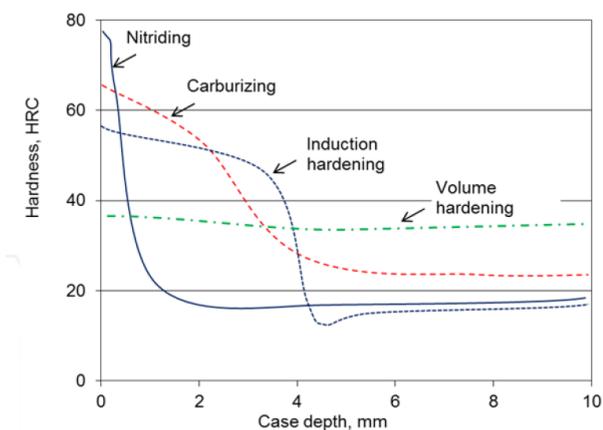


FIGURE 1.20 – Effet de différents traitements thermo-chimiques sur la dureté d’un acier [Cze12].

Les traitements disponibles dépendent du matériau traité. L’anodisation de l’aluminium, par exemple, consiste à faire pousser la couche d’oxyde (alumine, Al_2O_3) en surface. On peut au cours de ce traitement ajouter des pigments pour colorer le matériau. La personne intéressée pourra se référer à l’ouvrage de Gras [Gra08] qui présente de manière assez exhaustive les différents traitements de surface disponibles.

1.5.2 Revêtements

Le principe consiste à déposer une couche d’un matériau différent sur le solide (ou substrat). On peut classer les dépôts en deux catégories :

- dépôt dur (plus dur que le substrat) : permet d’améliorer la dureté de la surface
- dépôt mou (plus mou que le substrat) : pour réduire l’énergie de surface, constituer une couche sacrificielle ou un lubrifiant solide (voir chapitre sur les lubrifiants)

Une des principales difficultés rencontrées est la tenue (ou l’accrochage) du dépôt sur le substrat. Il est souvent nécessaire de faire des traitements préalables sur la surface avant application du dépôt. Ceci augmente le coût de réalisation.

Type de revêtement	Matériau
Métallique	Chrome, zinc, étain...
Carboné	Diamant, DLC (Diamond like carbon)...
Polymères	PTFE, Peek

TABLE 1.3 – Exemples de revêtements de surface.

Quelques exemples de revêtements sont présentés dans le tableau 1.3. Les figures 1.21 et 1.22 présentent des revêtements mis en oeuvre dans différentes applications.



FIGURE 1.21 – Revêtement DLC sur des poussoirs de soupape (source : www.richterprecision.com/dlc-coatings.html)



FIGURE 1.22 – Revêtement polymère (rouge) et métallique (noir) sur des paliers de moteur thermique (source : <http://www.autonews.com>)

Chapitre 2

Contact des solides

Le but de ce chapitre est l'étude des forces apparaissant lorsque deux solides sont mis en contact.

2.1 Contact localisé

2.1.1 Définition du contact localisé

Un contact est dit localisé lorsque la zone de contact est un point ou une ligne. Ce type de contact est très courant en mécanique (figure 2.1). On trouve des contacts ponctuels entre les billes et les bagues d'un roulement. Le contact entre une came et le poussoir d'une soupape de moteur se fait suivant une ligne. Dans l'hypothèse où les solides sont rigides et de forme parfaite, l'aire de contact est nulle et donc la pression de contact infinie. Bien évidemment, cette conclusion n'est pas réaliste. Nous verrons dans ce chapitre comment calculer les aires et pressions de contact dans le cas d'un contact ponctuel.



FIGURE 2.1 – Exemples de contacts localisés : a) Roulement à bille, b) Came poussoir.

2.1.2 Contact élastique

En 1881, Heinrich Hertz a proposé une théorie, bien connue en mécanique du contact, qui permet de calculer les caractéristiques d'un contact localisé élastique [IDSBLC]. Les hypothèses utilisées sont les suivantes :

- Les surfaces sont continues, lisses et non-conformes (c'est-à-dire que leurs rayons de courbure sont très différents) ;
- Les déformations et les déplacements sont petits ;
- Chaque solide est un demi-espace infini élastique linéaire ;
- Le contact est sans frottement.

Nous nous intéresserons uniquement au contact d'une sphère sur un plan comme cela est présenté sur la figure 2.2. Pour les autres types de contact, le lecteur pourra se reporter à la référence suivante [IDSBLC]. Nous noterons F la force supportée par le contact. Hertz a démontré les relations suivantes. Tout d'abord, le contact s'effectue sur un disque de rayon a qui s'exprime :

$$a = \left(\frac{3FR}{2E'} \right)^{1/3} \quad (2.1)$$

Dans cette expression, E' est le module d'élasticité équivalent des deux solides :

$$E' = \frac{2}{\frac{1-\nu_a^2}{E_a} + \frac{1-\nu_b^2}{E_b}} \quad (2.2)$$

où E_i et ν_i sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du solide i . En raison des déformations élastiques des solides, l'application de la force F conduit à une interpénétration ou interférence δ des solides :

$$\delta = \left(\frac{9F^2}{4RE'^2} \right)^{1/3} \quad (2.3)$$

La pression dans le contact entre les deux solides s'exprime en fonction de la distance r à l'axe :

$$p(r) = p_o \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \quad (2.4)$$

où p_o est la pression maximale de contact :

$$p_o = \frac{3F}{2\pi a^2} \quad (2.5)$$

Le pression moyenne de contact p_m est le rapport entre la force et l'aire de contact, soit :

$$p_m = \frac{F}{\pi a^2} = \frac{2}{3} p_o \quad (2.6)$$

Tous les contacts ne sont pas nécessairement constitués d'une sphère et d'un plan. On peut imaginer le contact entre deux sphères ou d'une sphère dans une cavité sphérique (figure 2.3). Grâce à une transformation géométrique, il est possible de se ramener au contact sphère plan. Le rayon R de la sphère équivalente s'exprime alors :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (2.7)$$

dans le cas a) ou :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \quad (2.8)$$

dans le cas b).

Appliquons les formules de Hertz au cas d'une bille en acier en contact avec un plan en acier. Les données du problème et les résultats sont présentés dans le tableau 2.1. On

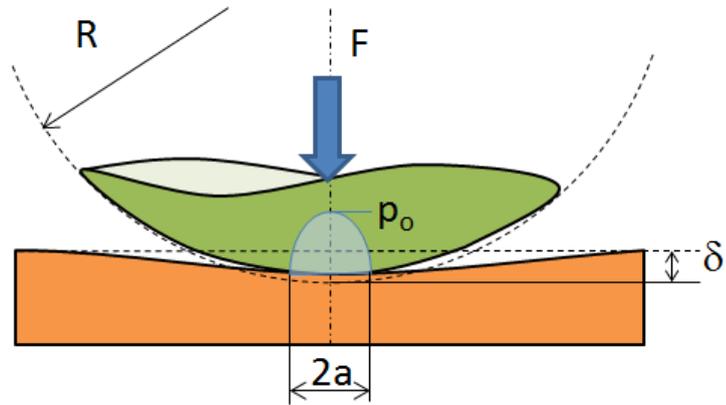


FIGURE 2.2 – Configuration du contact sphère-plan.

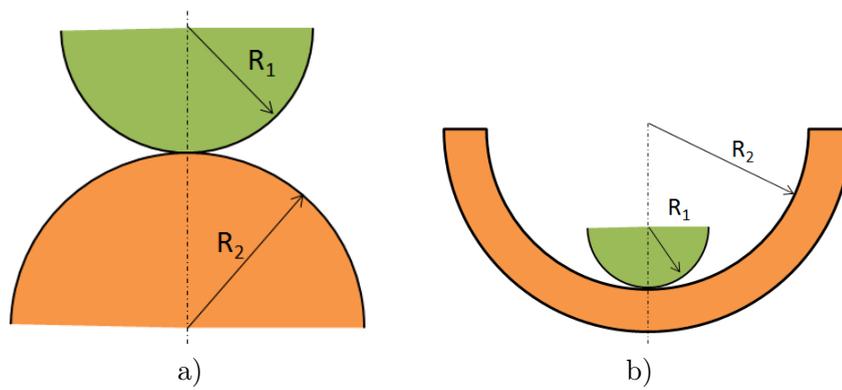


FIGURE 2.3 – Contacts équivalents à une sphère sur un plan.

Paramètre	Valeur
Rayon de la bille R	$0.01m$
Module d'Young E	$210GPa$
Coefficient de Poisson ν	0.3
Force appliquée F	$200N$
Module équivalent E'	$231GPa$
Pression max de contact p_o	$1.73GPa$
Interférence δ	$5.53\mu m$
Rayon de contact a	$0.23mm$

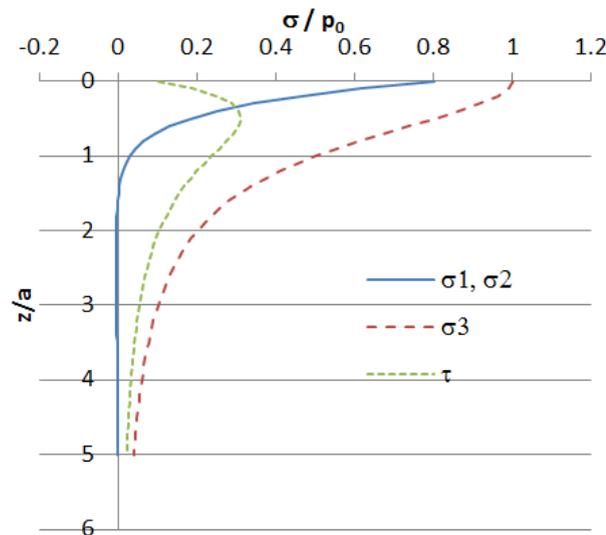
TABLE 2.1 – Exemple de calcul de contact élastique sphère-plan.

remarque que l'enfoncement n'est que de quelques microns. Le rayon de contact a reste très petit, environ 2.3% du rayon de la bille. Cette petite aire de contact conduit à une pression maximale de contact p_o gigantesque, proche de $2GPa$. Cet exemple montre que des pressions de contact très élevées peuvent rapidement être atteintes dans les contacts localisés. Il est donc important de vérifier que les contraintes restent dans le domaine élastique.

2.1.3 Limite élastique et déformation plastique

A partir de la théorie de Hertz, il est possible de calculer les contraintes dans les deux solides. La figure 2.4 présente la distribution des contraintes principales σ_1 , σ_2 et σ_3 sous le contact. Ces contraintes diminuent lorsque la distance avec la zone de contact augmente. En revanche le cisaillement présente un maximum à une distance d'environ $z = 0.5a$ du contact. La valeur de ce maximum s'exprime en fonction de la pression de contact :

$$\tau(z = 0.5a) \approx 0.31p_0 \quad (2.9)$$

FIGURE 2.4 – Contraintes principales et cisaillement maximal sous le contact (pour $\nu = 0.3$).

Selon le critère usuel de Tresca, c'est en ce point que va s'initier la déformation plastique.

Pour rester dans le domaine plastique, il faut [Bhu02] :

$$\tau(z = 0.5a) < \frac{R_e}{2} \quad (2.10)$$

où R_e est la limite élastique du matériau le moins résistant. Cette relation nous indique la pression maximale à ne pas dépasser dans le contact :

$$p_o < 1.6R_e \quad (2.11)$$

Pour la pression moyenne de contact, la limite s'exprime alors :

$$p_m < 1.07R_e \quad (2.12)$$

Si la pression de contact dépasse la limite spécifiée, des déformations plastiques vont s'initier sous la surface du contact (figure 2.5). Si la charge supportée par le contact augmente, la zone plastique va progressivement atteindre toute la surface de contact entre la sphère et le plan. Dans ce cas, la pression moyenne de contact vaut [Bhu02] :

$$p_m \cong H \quad (2.13)$$

où H est la dureté du matériau le plus mou. D'après le chapitre 1, la dureté est environ égale à 3 fois la limite élastique R_e soit :

$$p_m \cong 3R_e \quad (2.14)$$

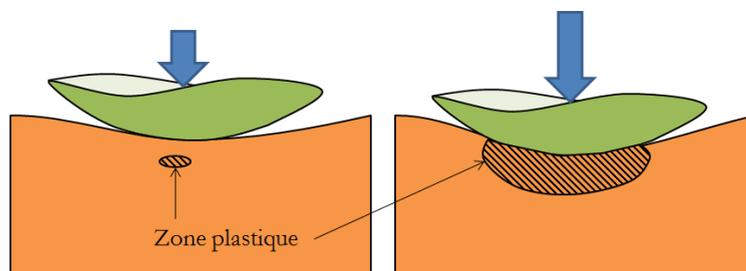


FIGURE 2.5 – Déformation plastique sous un contact ponctuel

Si le matériau est supposé parfaitement plastique, la pression moyenne de contact ne pourra pas dépasser cette limite. Si la charge augmente, l'aire de contact va augmenter alors que la pression moyenne restera égale à la dureté H du matériau le plus mou.

2.2 Contact surfacique

2.2.1 Définition du contact surfacique

Un contact est dit surfacique lorsque le domaine théorique sur lequel s'effectue le contact est une surface d'aire non-nulle (contrairement au contact localisé sur un point ou une ligne). Dès qu'un contact n'est pas localisé, il est surfacique. Les exemples de contact surfaciques sont très nombreux. La figure 2.6 en présente deux : contact plan sur plan dans une garniture mécanique ou sphère-sphère dans une prothèse de hanche. Comme nous le verrons dans le chapitre, le contact ne s'effectue pas sur toute l'aire théorique de contact mais uniquement sur le sommet des aspérités.

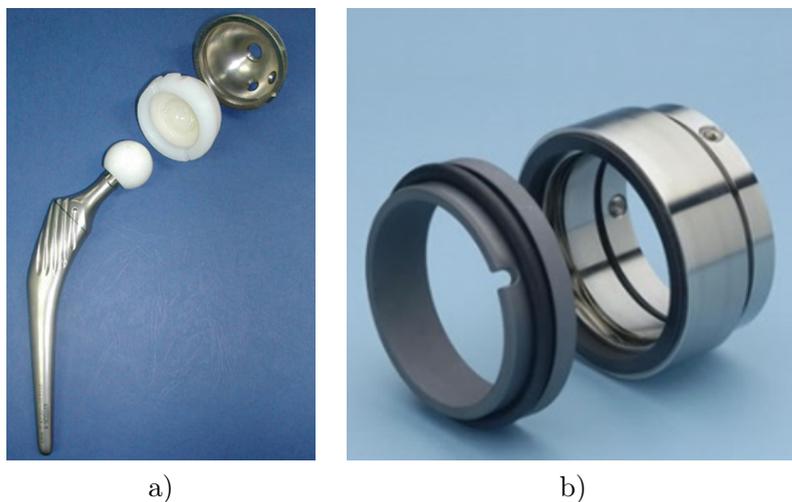


FIGURE 2.6 – Exemples de contacts surfaciques : a) Prothèse de hanche, b) Garniture mécanique (source : Latty International).

2.2.2 Contact élastique

Cette partie du cours s'appuiera sur les travaux de Greenwood et Williamson [GW66] publiés en 1966. Ils ont proposé une description très simplifiée du contact surfacique mais qui a l'avantage de conduire à des relations analytiques très facile à manipuler et exploiter. Nous verrons que cette approche permet de démontrer un certain nombre d'observations expérimentales.

Le contact étudié est présenté sur la figure 2.7. Les hypothèses utilisées sont les suivantes :

- une des surfaces est parfaitement lisse ;
- les aspérités de la surface rugueuse ont un sommet sphérique de rayon constant R ;
- la hauteur des sommets suit une distribution Gaussienne d'écart-type σ ;
- chaque sommet se déforme indépendamment ;
- chaque sommet se comporte comme un contact élastique sphère-plan (voir paragraphe 2.1.2).

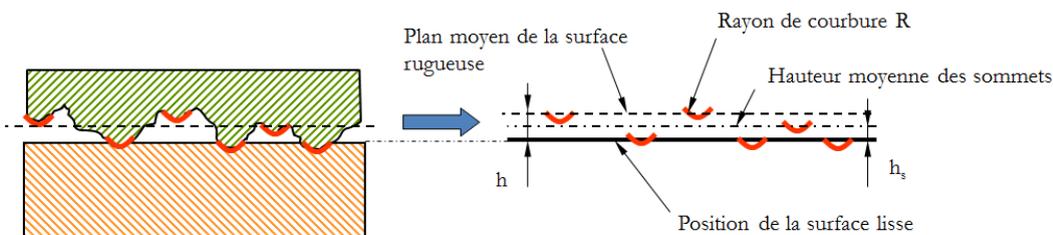


FIGURE 2.7 – Configuration du contact surfacique dans le modèle de Greenwood et Williamson [GW66].

Afin de simplifier encore le problème, nous supposons que la distribution des sommets est exponentielle. Comme le montre la figure 2.8, cette hypothèse est utilisable lorsque la distance moyenne des surfaces reste supérieur à $z = \sigma$.

A partir de ces hypothèses, Greenwood et Williamson ont montré que le nombre n de sommets en contact s'exprime en fonction de la distance h_s entre la surface lisse et le plan

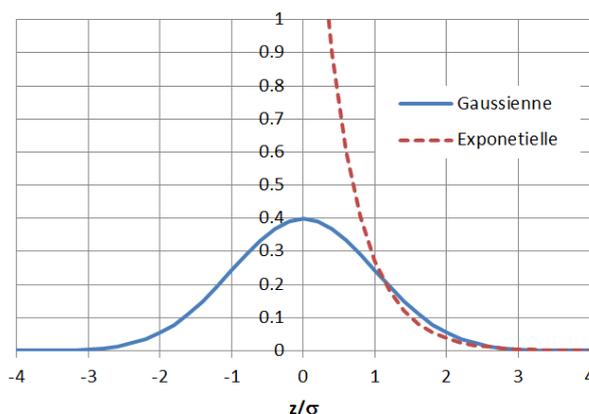


FIGURE 2.8 – Comparaison des distributions Gaussienne et exponentielle

moyen des sommets :

$$n = \eta \mathcal{A} \exp\left(-\frac{2h_s}{\sigma}\right) \quad (2.15)$$

où η est le nombre de sommets par unité de surface et \mathcal{A} l'aire nominale de contact. L'aire réelle de contact A vaut alors :

$$A = \pi R \frac{\sigma}{2} \eta \mathcal{A} \exp\left(-\frac{2h_s}{\sigma}\right) \quad (2.16)$$

Enfin, la force de contact F peut s'exprimer :

$$F = \eta \frac{E'}{2} \sqrt{\pi R \frac{\sigma^3}{8}} \mathcal{A} \exp\left(-\frac{2h_s}{\sigma}\right) \quad (2.17)$$

où E' est le module d'Young équivalent précédemment introduit pour le contact localisé.

La figure 2.9 propose une interprétation graphique du modèle de contact surfacique. L'aire nominale de contact vaut ici $\mathcal{A} = L^2$. Chacun des n sommets en contact présente une aire de contact circulaire (contact sphère plan). La somme totale des n aires de contact vaut A . Lorsque la charge appliquée augmente, les surfaces se rapprochent. Le nombre de sommet en contact augmente de même que l'aire de contact sous chaque sommet.

A partir des relations précédentes, il est possible de calculer la pression moyenne p_m sur l'ensemble des points de contact :

$$p_m = \frac{F}{A} = \frac{E'}{2} \sqrt{\frac{\sigma}{2\pi R}} \quad (2.18)$$

Cette relation met en évidence que la pression reste constante en moyenne quelque soit la force appliquée et la distance des surfaces. C'est-à-dire que la force de contact est proportionnelle à l'aire réelle de contact. Ce résultat peut paraître surprenant a priori mais il s'explique assez simplement. Si un sommet est en contact et que les deux surfaces sont rapprochées, la pression au niveau de ce sommet doit augmenter comme le prédit la théorie de Hertz pour un contact sphère plan. C'est le cas pour tous les sommets initialement en contact. Cependant, lors du rapprochement des surfaces, de nouveaux sommets vont entrer en contact. Ces nouveaux sommets subiront une pression de contact plus faible. La moyenne des pressions va finalement rester constante grâce à ces nouvelles zones de contact.

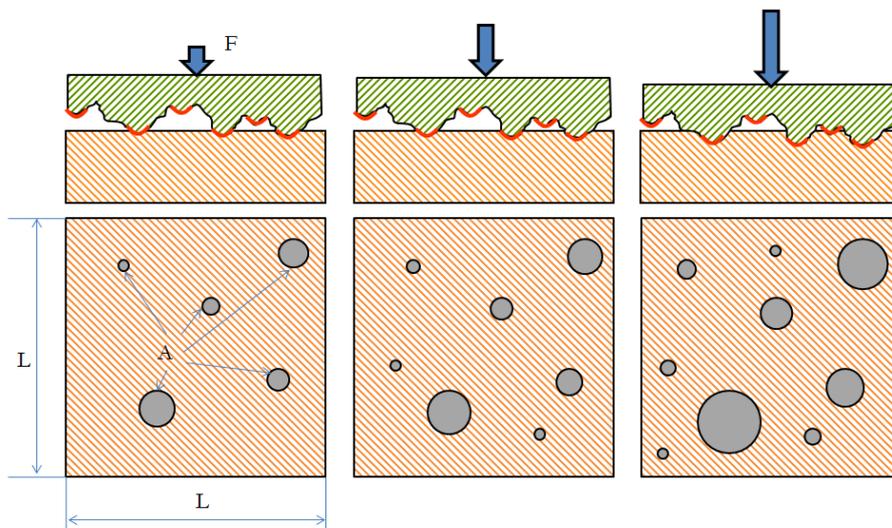


FIGURE 2.9 – Principe du modèle de contact surfacique.

La figure 2.9 montre que les zones de contact sont des disques disjoints. La réalité n'est pas aussi simple. Des simulations numériques permettent d'estimer les zones et la pression de contact entre une surface lisse et une surface rugueuse. L'exemple donné sur la figure 2.10 indique que les zones de contact se rejoignent et ne sont pas réellement circulaires. Toutefois, le modèle de Greenwood et Williamson donne une assez bonne approximation du comportement du contact (voir figure 2.11).

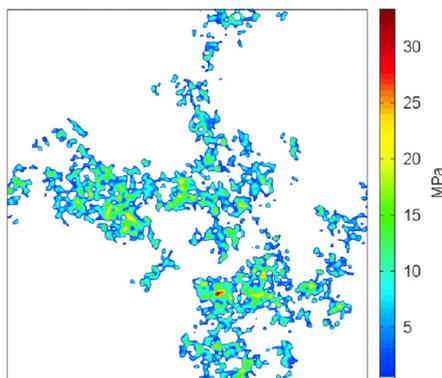


FIGURE 2.10 – Exemple de simulation numérique du contact entre une surface lisse et une surface rugueuse[PACD12].

Par ailleurs, des travaux expérimentaux ont confirmé que l'aire réelle de contact augmente proportionnellement à la force appliquée (figure 2.12) ce qui nous conforte dans l'utilisation du modèle simplifié de Greenwood et Williamson.

Il est utile de pouvoir relier les paramètres du modèle de contact aux paramètres statistiques des surfaces. L'expérience (de l'auteur) montre que les écarts-type sont égaux :

$$\sigma \approx Sq \quad (2.19)$$

D'autre part, on peut calculer la densité de sommet et le rayon de courbure des sommets

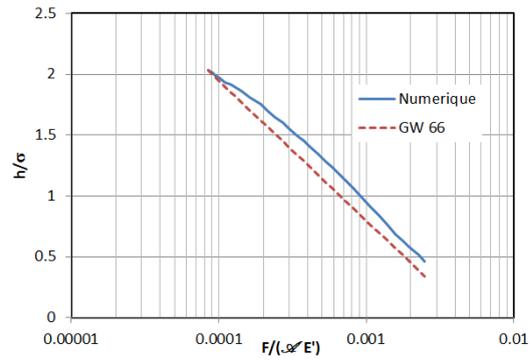


FIGURE 2.11 – Comparaison de la relation force déplacement donnée par le modèle de Greenwood et Williamson à des résultats numériques[PACD12].

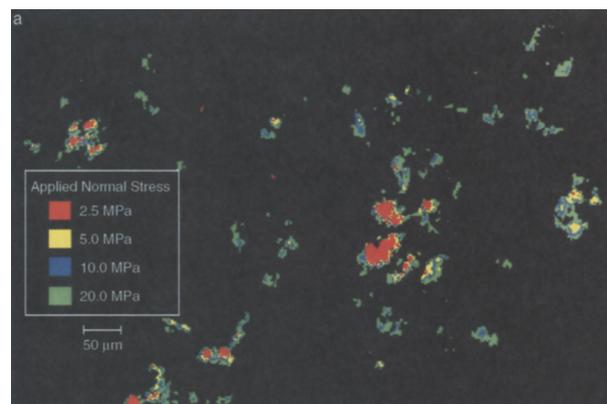


FIGURE 2.12 – Observation expérimentale de l'aire réelle de contact sous différente charge [DK94].

en introduisant les longueurs de corrélation de la surface rugueuse :

$$\eta \approx \frac{1}{4\lambda_x\lambda_y} \quad (2.20)$$

$$R \approx \frac{\lambda_x\lambda_y}{Sq} \quad (2.21)$$

Enfin, il faut relier la distance entre la surface lisse et le plan moyen des sommets h_s à la distance moyenne des surfaces h :

$$h_s \approx h - \frac{Sq}{2} \quad (2.22)$$

Comme pour le contact localisé sphère-plan, il est possible de ramener le cas de deux surfaces rugueuses à une surface lisse et une surface rugueuse qui combine les propriétés des deux autres :

$$Sq = \sqrt{Sq_1^2 + Sq_2^2} \quad (2.23)$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \quad (2.24)$$

2.2.3 Limite élastique et déformation plastique

En utilisant les critères du contact localisé, on peut considérer que le contact reste élastique si la pression moyenne est inférieure à $1.07R_e$ soit $0.35H$:

$$p_m = \frac{F}{A} = \frac{E'}{2} \sqrt{\frac{\sigma}{2\pi R}} < 0.35H \quad (2.25)$$

où R_e et H sont respectivement la limite élastique et la dureté du matériau le moins résistant. Le contact sera, en moyenne, complètement plastique si :

$$p_m = \frac{F}{A} = \frac{E'}{2} \sqrt{\frac{\sigma}{2\pi R}} > H \quad (2.26)$$

Greenwood et Williamson ont introduit un critère de plasticité ψ :

$$\psi = \frac{E'}{2H} \sqrt{\frac{\sigma}{R}} \quad (2.27)$$

D'après les résultats précédents, ψ est équivalent au rapport de la pression de contact sur la dureté du matériau :

$$\psi = \frac{p_m}{H} \sqrt{2\pi} \approx 2.5 \frac{p_m}{H} \quad (2.28)$$

Les auteurs considèrent que ce coefficient doit rester inférieur à 0.6 pour que le contact soit élastique. S'il dépasse 1, le contact est alors plastique.

On peut s'étonner que le critère de plasticité ne dépende pas de la charge. Il faut se rappeler que le modèle de Greenwood et Williamson conduit à une pression moyenne de contact constante et indépendante de la charge. Pour éviter les déformations plastiques, on peut utiliser des matériaux plus élastiques et plus durs ou changer l'état de surface. En utilisant les paramètres d'état de surface, l'indice de plasticité s'exprime :

$$\psi = \frac{E'}{2H} \frac{Sq}{\sqrt{\lambda_x\lambda_y}} \quad (2.29)$$

Une surface plus lisse (plus faible valeur de Sq) limite les risques de déformation plastique (figure 2.13).

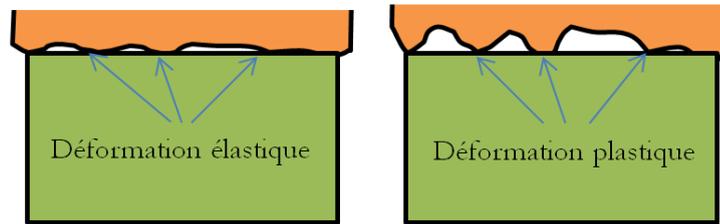


FIGURE 2.13 – Effet de l'état de surface sur les déformations dans un contact surfacique.

2.3 Adhésion

Les forces élastiques que nous venons d'analyser tendent à repousser les solides. En revanche, il existe également des forces d'attraction que nous appellerons forces d'adhésion.

2.3.1 Force de van der Waals

Les principales forces d'attraction qui agissent lorsque deux solides se rapprochent sont les forces de van der Waals. Elles résultent des interactions atomiques. D'autres forces d'attraction comme celles conduisant aux liaisons covalentes ou métalliques existant à l'intérieur d'un matériau ne sont pas activées en surface [Bhu02]. Nous ne considérerons donc que les forces de van der Waals.

Pour deux plans lisses séparés d'une distance h (figure 2.14), les forces d'attraction de van der Waals s'expriment [Mat08] :

$$F_{vdW} = -S \frac{A}{6\pi h^3} \quad (2.30)$$

où S est l'aire du plan et A la constante de Hamaker. Cette dernière dépend des matériaux mis en jeu. La distance h ne s'annule pas et est limitée par la distance inter-atomique ce qui évite une valeur infinie des forces. D'après Mate [Mat08], la distance minimale est de l'ordre de $h = h_0 = 0.165nm$.

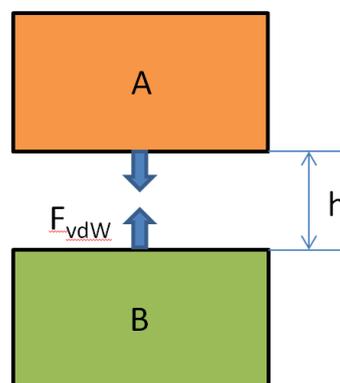


FIGURE 2.14 – Forces de van der Waals entre deux surfaces planes.

Lorsque les deux solides impliqués dans le contact sont de même nature, il est possible de relier la constante de Hamaker A à l'énergie de surface γ des solides (voir paragraphe 1.4.2) :

$$A (J) \approx 2.1 \times 10^{-21} \gamma (mJ/m^2) \quad (2.31)$$

Contact	$w_{ad} \text{ mJ/m}^2$
Métal - Métal	1000-3000
Céramique - Céramique	100-500
Polymère - Polymère	< 100
Métal - Polymère	100-200
Métal - Céramique	200-400
Céramique - Polymère	50-150

TABLE 2.2 – Travail d’adhésion des couples de matériau courants [Gra08].

Cette relation n’est valable que lorsqu’on utilise les unités indiquées entre parenthèses.

2.3.2 Travail d’adhésion

L’adhésion est généralement décrit pas une approche plus macroscopique grâce au travail d’adhésion. Lorsque deux solides parfaitement plans sont en contact, il faudra fournir un travail w_{ad} , qu’on appelle travail d’adhésion, pour les séparer.

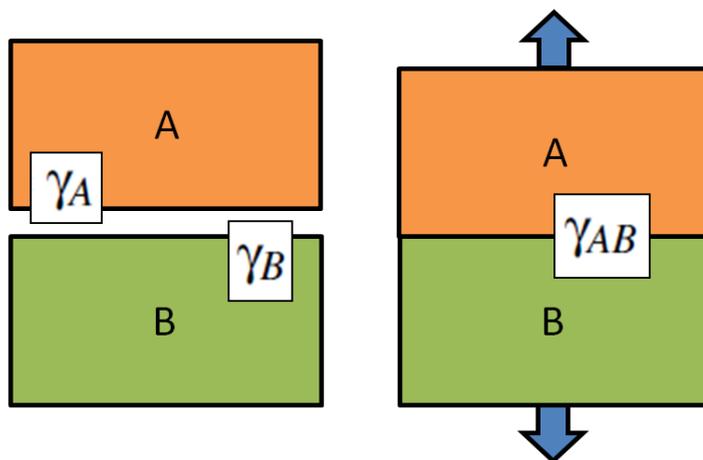


FIGURE 2.15 – Énergies mises en jeu lors de la séparation de deux surfaces planes.

Entre les deux solides A et B en contact il existe une énergie interfaciale γ_{AB} (figure 2.15). Une fois qu’ils ont été séparés, ils retrouvent leur énergie de surface respectives γ_A et γ_B . On en déduit le travail d’adhésion par unité de surface :

$$w_{ad}(AB) = \gamma_A + \gamma_B - \gamma_{AB} \quad (2.32)$$

Pour deux matériaux de même nature, ils n’existe pas d’énergie interfaciale résiduelle. On obtient donc directement le travail d’adhésion à partir de l’énergie de surface :

$$w_{ad}(AA) = 2\gamma_A \quad (2.33)$$

Le tableau 2.2 présente les ordres de grandeurs du travail d’adhésion pour les couples de matériau les plus courants. Logiquement, le travail d’adhésion est corrélé à l’énergie de surface. C’est donc pour les métaux que la valeur est la plus élevée et pour les polymères que les plus faibles valeurs sont observées. D’une manière général, on évite d’employer le même métal pour les deux solides antagonistes afin de limiter l’adhésion.

2.3.3 Critère d'adhésion

Le travail réel d'adhésion W_{ad} , lorsque deux surfaces sont mises en contact, est le produit de w_{ad} par l'aire réelle de contact A . Une énergie élastique W_{el} a été stockée lors de la mise en contact. Si cette dernière est supérieure au travail d'adhésion, les forces élastiques seront suffisantes pour séparer les deux surfaces :

$$\frac{W_{el}}{W_{ad}} > 1 \quad (2.34)$$

Si ce critère n'est pas respecté, les solides vont rester collés.

Dans le cas du contact localisé, on a :

$$\frac{W_{el}}{W_{ad}} = \frac{2}{5\pi} \frac{F}{w_{ad}R} \quad (2.35)$$

Dans la cas du contact localisé, il existe toujours un phénomène d'adhésion. Il deviendra négligeable lorsque la force F ou l'interférence δ va devenir suffisamment grande. On peut définir une force critique F_{ad} correspondant au cas où le travail d'adhésion et l'énergie élastique sont égales :

$$F_{ad} = \frac{5\pi}{2^{1/3}} w_{ad}R \quad (2.36)$$

En reprenant l'exemple du tableau 2.1 avec un travail d'adhésion $w_{ad} = 3600 \text{ mJ/m}^2$ pour un contact acier-acier, on trouve $F_{ad} = 0.29 \text{ N}$. Cette force est bien négligeable par rapport au chargement appliquée. Comparons la force critique au poids de la bille :

$$P = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho g \quad (2.37)$$

où ρ est la densité du matériau et g l'accélération de la pesanteur. La figure 2.16 présente l'évolution du rapport de ces deux forces lorsque le rayon de la bille change. Pour les rayons inférieurs à 9 mm , la force d'adhésion est supérieure au poids. Plus les rayons sont petits, plus le poids devient négligeable devant l'adhésion. Cet exemple montre l'impact que peuvent avoir ces forces dans les micro et nano-mécanismes.

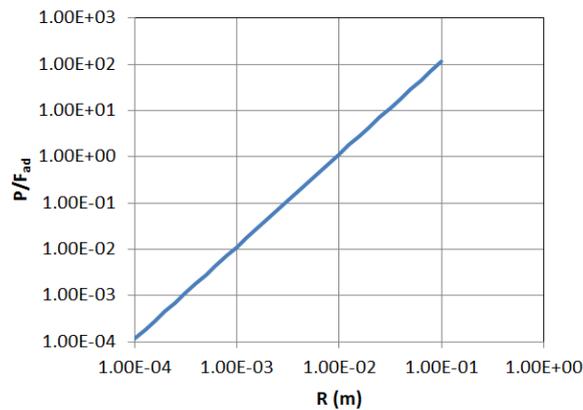


FIGURE 2.16 – Rapport entre le poids et la force d'adhésion d'une bille en acier sur un plan en acier.

Pour le contact surfacique, le rapport entre l'énergie élastique et le travail d'adhésion s'exprime :

$$\frac{W_{el}}{W_{ad}} = \frac{E'}{w_{ad}} \sqrt{\frac{\sigma^3}{R}} \sqrt{\frac{1}{32\pi}} \quad (2.38)$$

Paramètre	Valeur
Module équivalent E'	231GPa
Dureté H	1GPa
Travail d'adhésion w_{ad}	3.6J/m ²
Longueurs de corrélation $\lambda_x = \lambda_y$	10 μ m

TABLE 2.3 – Exemple de calcul d'un contact surfacique acier-acier

Ce rapport est constant et indépendant de la force appliquée car la force et l'aire réelle de contact sont proportionnelles. Gras [Gra08] présente un index d'adhésion pour les contacts surfaciques :

$$\alpha = \frac{E'}{2w_{ad}} \sqrt{\frac{\sigma^3}{R}} \quad (2.39)$$

Cet index est lié au rapport des énergies élastique et d'adhésion :

$$\alpha = \frac{W_{el}}{W_{ad}} \sqrt{8\pi} \approx 5 \frac{W_{el}}{W_{ad}} \quad (2.40)$$

Si ce coefficient est inférieur à 5, le risque d'adhésion est élevé. Pour le réduire, il faut opter pour des matériaux plus rigides ou avec une plus faible énergie de surface. Il est également possible de modifier l'état de surface. En introduisant les paramètres d'état de surface, l'index d'adhésion devient :

$$\alpha = \frac{E'}{2w_{ad}} S q^2 \sqrt{\frac{1}{\lambda_x \lambda_y}} \quad (2.41)$$

Cette fois-ci, il est préférable que la surface ne soit pas trop lisse et donc que Sq soit suffisamment élevé pour limiter les risques d'adhésion comme illustré sur la figure 2.17.

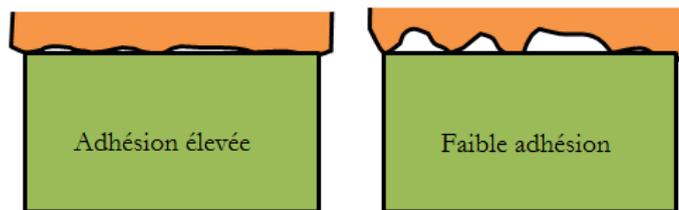


FIGURE 2.17 – Effet de l'état de surface sur le risque d'adhésion dans un contact surfacique.

Intéressons au contact surfacique de deux pièces en acier dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.3. La figure 2.18 présente l'effet de la hauteur des rugosités Sq sur l'index de plasticité ψ et l'index d'adhésion α . Les valeurs de Sq inférieures à 0.04μ m sont à éviter pour limiter les risques d'adhésion. D'autre part, si Sq est supérieur à 0.08μ m, des zones de déformation plastiques sont susceptibles d'apparaître dans le contact. Il existe donc, pour cet exemple, un intervalle d'état de surface conseillé : $Sq \in [0.04\mu\text{m}, 0.08\mu\text{m}]$.

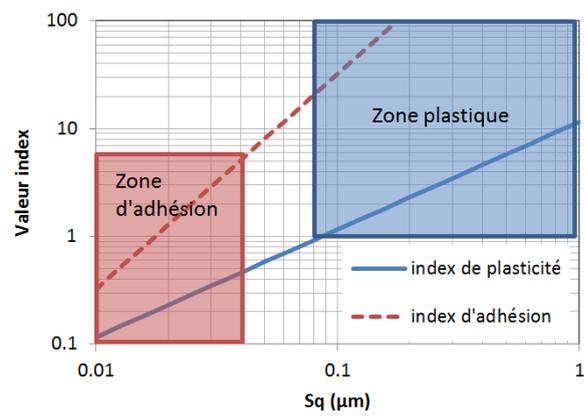


FIGURE 2.18 – Influence de la hauteur des rugosités sur l'index de plasticité ψ et l'index d'adhésion α .

Chapitre 3

Frottement, usure et dissipation

Ce chapitre s'intéresse aux phénomènes dissipatifs dans un contact entre deux solides en mouvement relatif.

3.1 Frottement

3.1.1 Lois et mécanismes du frottement

Lorsque deux solides 1 et 2 sont mis en contact par une force F , une force tangentielle T apparaît naturellement si on cherche à déplacer les solides l'un par rapport à l'autre. Cette force tangentielle est appelée force de frottement. Sur la figure 3.1, la force T correspond à $T_{2 \rightarrow 1}$ et la vitesse de glissement V à $V_{1/2}$.

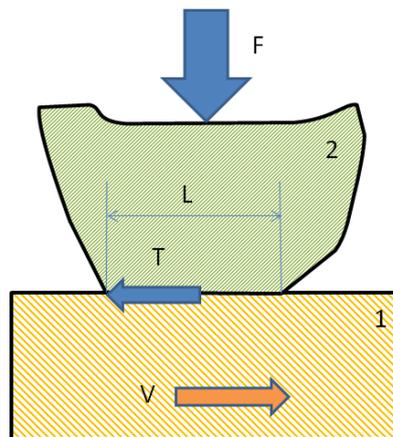


FIGURE 3.1 – Contact entre deux solides en présence de frottement.

On définit généralement un facteur de frottement f tel que :

$$f = \left| \frac{T}{F} \right| \quad (3.1)$$

On identifie deux situations :

- lorsque $V \neq 0$, on parle de frottement dynamique et $|T| = f|F|$;
- lorsque $V = 0$, on parle de frottement statique et $|T| < f|F|$.

Nous nous intéresserons principalement au cas du frottement dynamique.

Il existe trois lois empiriques concernant le facteur de frottement dynamique :

1. Amontons (1699) : f est indépendant de F ;
2. Amontons (1699) : f est indépendant de l'aire apparente de contact \mathcal{A} ;
3. Coulomb (1785) : f est indépendant de la vitesse de glissement.

Malheureusement, les mécanismes qui contrôlent le frottement sont complexes (et encore mal compris) et ils mettent souvent en défaut ces trois lois empiriques.

Lors du frottement dynamique, une puissance est dissipée :

$$\mathcal{P} = TV = fFV \quad (3.2)$$

Le frottement dynamique fait donc intervenir des phénomènes dissipatifs [BV14]. Il n'est donc pas dû à des déformations élastiques ou des phénomènes réversibles. Pour de nombreux matériaux, la force de frottement dynamique peut être expliquée par des forces adhésives T_a et des force de déformation plastique T_d [Bhu02] :

$$T = T_a + T_d = (f_a + f_d) F \quad (3.3)$$

Dans le cas des matériaux viscoélastiques, comme le caoutchouc par exemple, ce sont les déformations élastiques couplé à l'effet visqueux qui contribuent au frottement. Cet aspect ne sera pas abordé dans ce cours.

3.1.2 Contribution adhésive au frottement

Dans les zones où les surfaces solides sont en contact intimes, des forces d'adhésion dues aux interactions atomique se développent. Pour rompre ces liaisons, une contrainte de cisaillement τ_a est nécessaire. La force totale permettant de rompre les liaisons est donc le produit de cette contrainte par l'aire totale de contact A (définie sur la figure 3.2) :

$$T_a = \tau_a A \quad (3.4)$$

Le facteur de frottement adhésif s'exprime donc :

$$f_a = \frac{\tau_a A}{F} \quad (3.5)$$

Pour un contact élastique surfacique (voir paragraphe 2.2), il existe une relation entre la force normale et l'aire réelle de contact :

$$\frac{F}{A} = \frac{E'}{2} \sqrt{\frac{\sigma}{2\pi R}} \quad (3.6)$$

On obtient alors l'expression du facteur de frottement f_a :

$$f_a = \tau_a \frac{2}{E'} \sqrt{\frac{2\pi R}{\sigma}} \quad (3.7)$$

Si la contrainte τ_a ne dépend que des matériaux impliqués dans le contact, alors les trois lois empiriques de frottement sont vérifiées : le facteur est indépendant de la charge, de l'aire apparente de contact et de la vitesse. En revanche, il montre une dépendance à l'état de surface et au module d'élasticité des matériaux.

Si l'index de plasticité du contact ψ est supérieur à 1 (voir paragraphe 2.2), les aspérités se déforment essentiellement de manière plastique. La pression moyenne de contact, c'est-à-dire le rapport entre la force normale et l'aire réelle de contact F/A , est alors égale à la dureté H du matériau le plus mou. Dans ce cas, le facteur de frottement s'exprime :

$$f_a = \frac{\tau_a}{H} \quad (3.8)$$

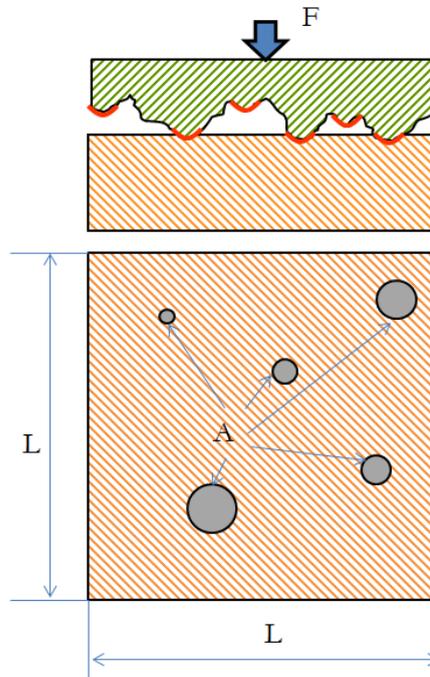


FIGURE 3.2 – Aire de contact entre deux solides.

Si la contrainte τ_a ne dépend que des matériaux impliqués dans le contact, alors les trois lois empiriques de frottement sont vérifiées : le facteur est indépendant de la charge, de l'aire apparente de contact et de la vitesse. Il indique qu'un matériau dur conduit à un plus faible frottement.

L'index de plasticité s'exprime :

$$\psi = \frac{E'}{2H} \sqrt{\frac{\sigma}{R}} \quad (3.9)$$

Le facteur de frottement pour un contact élastique peut alors s'exprimer :

$$f_a = \frac{\tau_a \sqrt{2\pi}}{\psi H} \quad (3.10)$$

Comme ψ est inférieur à 1, le frottement est nécessairement plus élevé si le contact est élastique. Ce n'est pas étonnant car pour qu'un contact reste élastique, il faut que pour une force donnée l'aire de contact réelle soit suffisamment grande pour éviter une pression de contact conduisant à des déformations plastiques. Dans un contact élastique, l'aire réelle de contact est nécessairement plus grande que pour un contact plastique (mêmes matériaux et même charge), il y a donc plus d'adhésion.

Tentons d'exprimer le cisaillement τ_a . Nous pouvons faire l'hypothèse que pour briser les liaisons de contact, il faut déplacer les surfaces d'une distance d . Le travail fourni peut être supposé égal au travail d'adhésion w_{ad} et la distance d approximée par le paramètre de maille des cristaux dans le cas d'un métal. On a alors :

$$\tau_a \propto \frac{w_{ad}}{d} \quad (3.11)$$

Dans ce cas, le coefficient de frottement pour un contact élastique peut être approché par :

Matériau	Symbole	$\gamma(mJ/m^2)$	$E(GPa)$	ν	$H(GPa)$	$d(nm)$	f expé.
Aluminium	Al	840	62	0.346	0.15	0.4	1.4
Cuivre	Cu	1100	128	0.33	0.35	0.36	0.75
Chrome	Cr	2400	289	0.21	8	0.28	0.3
Fer	Fe	2550	208	0.25	1.2	0.28	0.75

TABLE 3.1 – Paramètres utilisés pour l'évaluation du coefficient de frottement adhésif.

$$f_a \propto \frac{w_{ad}}{d} \frac{2}{E'} \sqrt{\frac{2\pi R}{\sigma}} \quad (3.12)$$

et pour un contact purement plastique :

$$f_a \propto \frac{w_{ad}}{dH} \quad (3.13)$$

Prenons des couples de métaux purs frottant contre eux-mêmes. Il est possible d'obtenir la taille de maille d [Dup05], l'énergie de surface γ et donc le travail d'adhésion qui vaut deux fois l'énergie de surface dans ce cas. Les valeurs calculées à partir des équations 3.12 et 3.13 sont présentées en fonction de valeur de coefficient de frottement mesurées sur la figure 3.3 pour quatre métaux différents. Les données utilisées sont présentées dans le tableau 3.1. Nous avons choisi, pour le calcul élastique, $R/\sigma = 10^{-4}$ ce qui est un rapport courant.

On peut remarquer sur la figure que les calculs effectués avec l'approche plastique sont corrélés avec les mesures ce qui n'est pas le cas des calculs en régime élastique. On peut penser que lors des mesures les déformations étaient majoritairement plastiques. D'autre part, il existe un rapport environ 10 entre la valeur calculée en régime plastique et celle mesurée. Le calcul serait donc amélioré en utilisant 10 fois le paramètre de maille d .

Les résultats présentés ici nous indiquent que le frottement adhésif représente une part significative du frottement. Il peut être limité en réduisant le travail d'adhésion w_{ad} des matériaux (et donc leur énergie de surface respective) et en augmentant la dureté du matériau le plus mou. Si le régime de contact est élastique, il faut privilégier des matériaux rigides et un bon état de surface (faible valeur de R/σ).

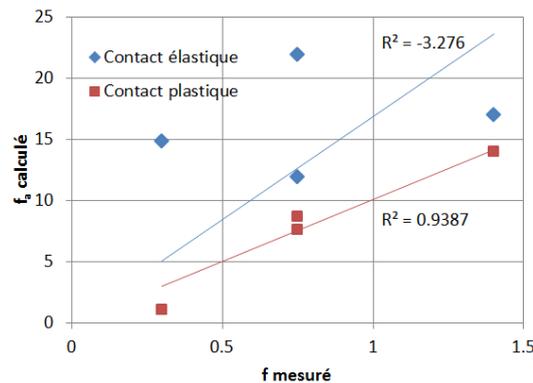


FIGURE 3.3 – Comparaison des valeurs de frottement mesurées aux valeurs estimées par les équations 3.12 et 3.13.

3.1.3 Contribution plastique au frottement

Plaçons-nous dans une situation idéale où un matériau infiniment rigide de surface rugueuse glisse sur un matériau mou de surface lisse. Comme le montre la figure 3.4, les aspérités de la surface dure vont laisser des sillons sur la surface molle. Il est possible d'estimer le frottement en calculant la force nécessairement à l'écoulement plastique du matériau mou.

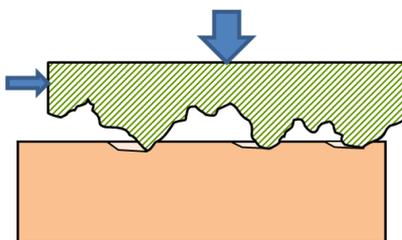


FIGURE 3.4 – Frottement résultant de la déformation plastique d'un matériau.

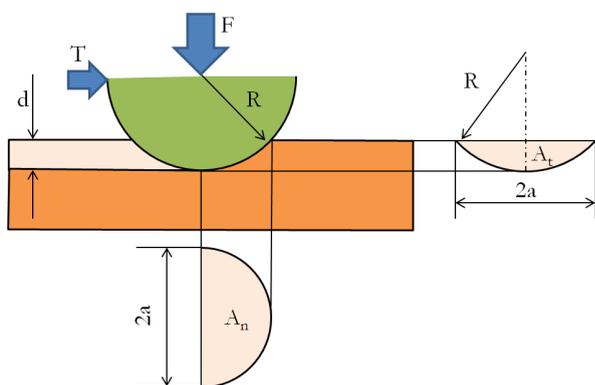


FIGURE 3.5 – Sphère rigide frottant sur un matériau déformable.

La figure 3.5 présente le cas d'une sphère rigide glissant sur un matériau déformable. Nous supposons ce matériau parfaitement plastique. La pression de contact est donc égale à la dureté H du matériau mou. Les forces s'expriment donc :

$$F = H A_n \quad (3.14)$$

et

$$T = H A_t \quad (3.15)$$

où A_n et A_t sont les aires de contact projetées dans la direction normale et tangentielle, comme indiqué sur la figure 3.5. Le coefficient de frottement est alors égale au rapport des deux aires. Donc le cas, où le rayon de contact a est petit devant le rayon R de la sphère, on montre que [Bhu02] :

$$f_p = \frac{A_t}{A_p} \approx \frac{4}{3\pi} \frac{a}{R} \quad (3.16)$$

Le rayon de contact a n'est pas une constante et dépend de la force appliquée, F :

$$a = \sqrt{\frac{2F}{H\pi}} \quad (3.17)$$

Le facteur de frottement s'exprime finalement :

$$f_p = \frac{A_t}{A_p} \approx \frac{4}{3\pi} \sqrt{\frac{2F}{R^2 H \pi}} \quad (3.18)$$

La contribution plastique ne respecte pas les trois lois empiriques de frottement en raison de sa dépendance à la charge appliquée F . Toutefois, ce frottement est généralement associée à du frottement adhésif. On pourrait alors obtenir un facteur de frottement constant pour les faibles charges qui va ensuite augmenter quand la contribution plastique va devenir significative.

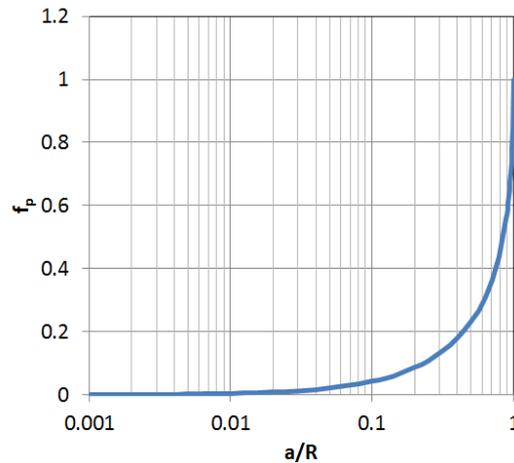


FIGURE 3.6 – Effet du rayon de contact sur le frottement d'origine plastique.

En utilisant l'expression exactes des aires A_t et A_n , il est possible de calculer le facteur de frottement f_p sur une large plage du rapport a/R . Cette évolution est présentée sur la figure 3.6. Cette courbe montre que le frottement commence à devenir significatif quand a/R atteint 0.1. D'autre part, le coefficient de frottement plastique ne peut théoriquement pas dépasser 1, valeur qui correspond au cas où la moitié de la sphère serait enfoncée dans la surface lisse. Dans le cas d'une surface rugueuse, seule l'extrémité des aspérités est sphérique et le rapport a/R ne peut dépasser 0.3 ce qui correspond à un facteur de frottement $f_p = 0.13$.

3.1.4 Frottement statique

Le frottement statique repose sur les mêmes mécanismes que le frottement dynamique mais est généralement plus élevé. En effet, les forces adhésives ont tendance à augmenter avec le temps de contact en raison de mécanismes à plus long terme comme la diffusion solide. Ceci conduit à une augmentation de la contribution adhésive au frottement. De plus, en statique un ancrage mécanique du aux aspérités peut augmenter le frottement apparent comme le montre la figure 3.7 a). L'ancrage mécanique intervient en frottement dynamique mais joue un rôle positif ou négatif suivant la configuration (voir figure 3.7 b) et s'annule en moyenne.

3.1.5 Instabilités de frottement

La différence de valeur entre les coefficients de frottement statique f_s et dynamique f_d est à l'origine d'instabilités de frottement généralement appelées "stick-slip" au cours



FIGURE 3.7 – Ancrage mécanique a) en frottement statique - b) en frottement dynamique

desquelles alternent des phases d'adhérence (stick) et de glissement (slip). Ce phénomène se manifeste par un bruit, comme dans le cas d'une chaise glissant sur le sol ou du crissement d'une craie sur un tableau. Prenons l'exemple de la figure 3.8. Une masse m , attachée à un support fixe par un ressort et un amortisseur, est posée sur un tapis roulant se déplaçant à une vitesse linéaire V . Lors de phases d'adhérence, la vitesse de la masse est $\dot{x} = V$ et le principe fondamental de la dynamique donne :

$$-k(x - x_r) - dV + T = 0 \quad (3.19)$$

L'axe x est choisi de manière à ce que $kx_r = mgf_d$. La force tangentielle T vérifie l'inégalité :

$$T \leq mgf_s \quad (3.20)$$

Cette phase prend fin dès que T atteint sa valeur maximale. Cela se produit à la position $x = x_0 = \frac{(f_s - f_d)mg}{k} - \frac{dV}{k}$. Les phases de glissement s'initie à partir de $x = x_0$. Pendant ces phases, $\dot{x} < V$ et le principe fondamental de la dynamique donne :

$$-k(x - x_r) - d\dot{x} + mgf_d = m\ddot{x} = -kx - d\dot{x} \quad (3.21)$$

La solution à cette équation donne la position de la masse au cours du glissement :

$$x(t' = t - t_0) = C \exp(-\xi\omega_0 t') \cos(\omega_d t' + \varphi) \quad (3.22)$$

où t_0 est l'instant auquel le glissement a commencé. Les différents coefficients s'expriment :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}, \xi = \frac{d}{2\sqrt{km}}, \omega_d = \omega_0 \sqrt{1 - \xi^2}, C = \sqrt{x_0^2 + \left(\frac{V + \xi\omega_0 x_0}{\omega_d}\right)^2}, \tan \varphi = \frac{V + \xi\omega_0 x_0}{\omega_d x_0} \quad (3.23)$$

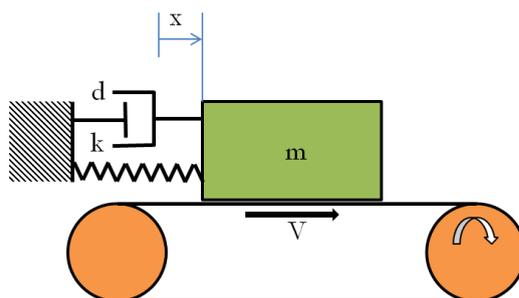


FIGURE 3.8 – Étude du phénomène de stick-slip.

Si au cours de la phase de glissement la vitesse de la masse atteint V , alors la masse va adhérer jusqu'à ce que $x = x_0$ puis le processus va se répéter (figure 3.9 a). On est alors

en régime de stick-slip. Sinon, la masse va décrire un mouvement d'oscillation amortie de période $T = 2\pi/\omega_d$ (figure 3.9 b). L'apparition du phénomène de stick-slip dépend de la valeur de x_0 et donc de la différence des facteurs de frottement $f_s - f_d$. Notons que des instabilités de frottement peuvent également se produire si f_d est une fonction décroissante la vitesse. Ce comportement peut donc apparaître en régime de lubrification mixte.

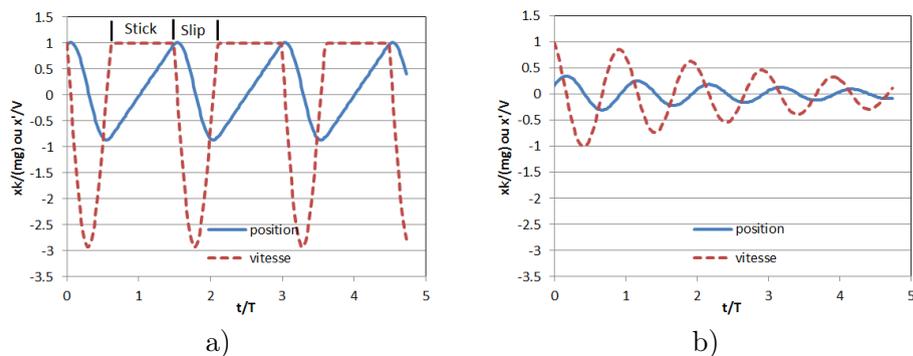


FIGURE 3.9 – Mouvement et vitesse de la masse pour $\omega_0^2 = 10^5 \text{rad}^2/\text{s}^2$, $\xi = 0.05$, $V = 2.03 \frac{mgT}{k}$ a) vibration entretenue lorsque $x_0 = 0.968 \frac{mg}{k}$ - b) glissement amorti lorsque $x_0 = 0.168 \frac{mg}{k}$.

3.1.6 Mesure du frottement

Le facteur de frottement se mesure au moyen d'un tribomètre. La figure 3.10 présente un tribomètre pion-disque qui est parmi les appareils les plus couramment utilisés. Il se compose d'un arbre en rotation à vitesse variable sur lequel se fixe un disque constituant le premier matériau à tester. Un pion réalisé avec le deuxième matériau du couple tribologique se monte sur un support équipé d'un capteur de force normale et tangentielle. Une force normale est appliquée au support de manière à presser le pion sur le disque. Puis le disque est mis en rotation et la force tangentielle est mesurée.

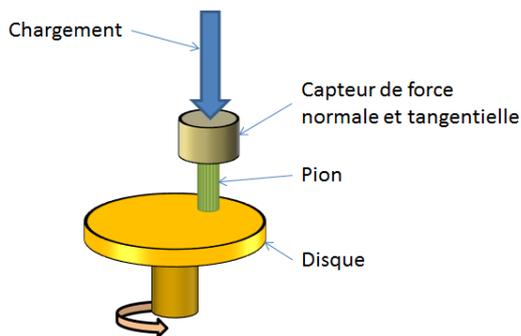


FIGURE 3.10 – Tribomètre de type pion-disque

La tableau 3.2 présente des valeurs de coefficient de frottement pour les couples de matériaux usuels. Ces valeurs sont à utiliser avec précaution car elles peuvent varier sensiblement avec l'environnement, la vitesse de glissement, la charge.

Matériaux	f_s	f_d
Acier / Acier	0.2 - 0.8	0.2 - 0.8
Aluminium / Acier	≥ 0.8	≥ 1
Aluminium / Aluminium	1	0.8
Cuivre / Acier	0.5	0.45
Chrome / Acier dur	0.4	0.4
Garniture de frein / Acier	0.3-0.4	0.25 - 0.35
Graphite / Acier (dans l'air)	0.1	0.1
Laiton / Acier	0.5	0.45
PTFE / Acier	0.05 - 0.1	< 0.1
Caoutchouc / Metal	≈ 1	$\approx 0.5 - 1.5$
Caoutchouc / Route	≈ 1	0.5 - 0.6
Polyéthylène / Acier	0.15 - 0.2	0.1 - 0.15

TABLE 3.2 – Valeurs indicatives de coefficients de frottement statique et dynamique de matériaux usuels en frottement à sec [Gra08]

3.2 Dissipation

L'énergie apportée pour vaincre le frottement dans les contacts est dissipée sous différentes formes (transformations de surface, chaleur, modifications des espèces chimiques, etc). Toutefois la majorité de cette énergie est transformée en chaleur [BV14]. Elle conduit à une augmentation locale de température qu'il convient d'évaluer. Nous nous placerons toujours dans le cas d'un régime établi et nous ferons l'hypothèse que l'intégralité de l'énergie apportée pour vaincre le frottement est transformée en chaleur.

3.2.1 Solide soumis à une source de chaleur stationnaire

Un solide semi-infini soumis à un flux de chaleur q sur une surface de rayon a , va subir une augmentation de température (figure 3.11). Notons T_0 sa température au loin et T_m la température moyenne dans la zone circulaire où le flux de chaleur est appliquée. Le problème étant linéaire on a :

$$T_m - T_0 = c_T q \quad (3.24)$$

D'après Johnson [Joh85], le coefficient de proportionnalité c_T entre l'accroissement de température et le flux s'exprime :

$$c_T = \frac{8a}{3\pi k} \quad (3.25)$$

où k est le coefficient de conductibilité thermique du solide.

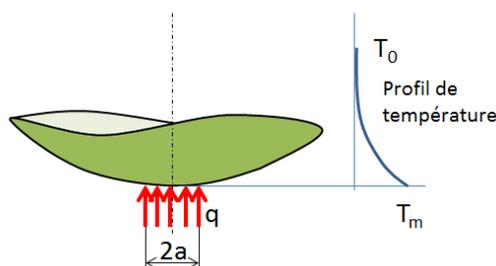


FIGURE 3.11 – Solide soumis à une source de chaleur stationnaire.

3.2.2 Solide soumis à une source de chaleur mobile

Un solide semi-infini soumis à un flux de chaleur q sur une surface de rayon a se déplaçant à une vitesse constante V , va subir une augmentation de température (figure 3.12). Le problème étant linéaire et le régime établi, on a :

$$T_m - T_0 = c_T q \quad (3.26)$$

La valeur de c_T va dépendre du nombre de Peclet du problème :

$$Pe = \frac{\sqrt{\pi} \rho C V a}{2k} \quad (3.27)$$

où ρ et C sont respectivement la densité et la chaleur spécifique du matériau. Si le nombre de Peclet est petit devant 1, le problème est quasi-stationnaire et on retrouve le cas précédent :

$$c_T = \frac{8a}{3\pi k} \quad (3.28)$$

Au contraire, si Pe est grand, on a [Joh85] :

$$c_T = \frac{2a}{3k\sqrt{Pe}} \quad (3.29)$$

Il existe, entre ces deux courbes, une zone de transition qu'il est difficile de décrire analytiquement. Je propose donc de retenir la plus faible des deux valeurs données par les deux équations précédentes.

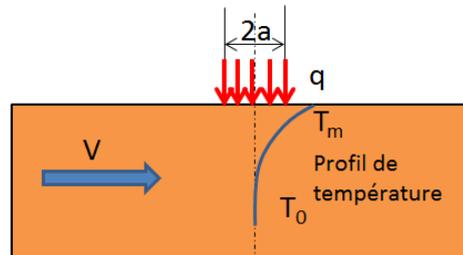


FIGURE 3.12 – Solide soumis à une source de chaleur mobile.

3.2.3 Cas d'un contact localisé entre deux solides

Lorsque deux solides sont mis en contact suivant un disque de rayon a et que l'un d'eux est mis en mouvement, un flux de chaleur q est dissipé dans le contact :

$$q = f \frac{FV}{\pi a^2} \quad (3.30)$$

où F est la force de contact et f le coefficient de frottement. Ce flux se répartit entre les deux solides comme sur la figure 3.13 :

$$q = q_1 + q_2 \quad (3.31)$$

Faisons l'hypothèse que les deux solides sont à la même température dans la zone de contact. Il est alors possible de remplacer les flux dans chaque solide par les relations précédentes :

$$q = \frac{T_m - T_0}{c_{T1}} + \frac{T_m - T_0}{c_{T2}} \quad (3.32)$$

En se référant à la figure 3.13, c_{T1} est calculé à partir des formules pour une source mobile et c_{T2} est calculé en supposant la source stationnaire. Finalement la température de contact s'exprime :

$$T_m - T_0 = \frac{c_{T1}c_{T2}}{c_{T1} + c_{T2}} f \frac{FV}{\pi a^2} \quad (3.33)$$

En faisant intervenir la pression moyenne de contact p_m , on obtient :

$$T_m - T_0 = \frac{c_{T1}c_{T2}}{c_{T1} + c_{T2}} f p_m V \quad (3.34)$$

Cette équation montre que l'élévation de température dans le contact est proportionnelle à la pression moyenne de contact p_m et au coefficient de frottement f . Les coefficients thermiques c_T pouvant dépendre de la vitesse, la température n'est pas exactement proportionnelle à la vitesse de glissement V . Le produit $p_m \cdot V$ qui est souvent utilisé comme critère de sélection des matériaux est clairement mis en évidence ici. C'est lui qui contrôle la température de contact.

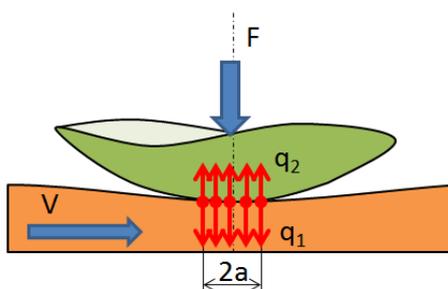


FIGURE 3.13 – Dissipation thermique dans un contact localisé.

3.2.4 Cas d'un contact surfacique entre deux solides

Plaçons-nous dans les hypothèses de Greenwood et Williamson [GW66] (voir paragraphe 2.2). Nous supposons que le frottement sous une aspérité influence une zone de faible étendue autour de cette aspérité et n'influence pas la température du contact voisin comme indiqué sur la figure 3.14. Pour ce type de contact la pression moyenne s'exprime :

$$p_m = \frac{F}{A} = \frac{E'}{2} \sqrt{\frac{\sigma}{2\pi R}} \quad (3.35)$$

Le rayon de contact moyen a se calcule à partir de l'aire réelle de contact A et du nombre n d'aspérités en contact :

$$a = \sqrt{\frac{A}{n\pi}} = \sqrt{\frac{R\sigma}{2}} \quad (3.36)$$

Il est alors possible d'utiliser la formule précédente 3.34 établi pour le contact localisé . Les coefficients thermiques c_T sont calculés comme précédemment.

Plaçons-nous dans le cas où la surface lisse est en acier et la surface rugueuse dans un des matériaux donnés dans la tableau 3.3. Nous supposons que le rayon de courbure des aspérités vaut $R = 0.1mm$ et l'écart-type des hauteurs des sommets $\sigma = 1\mu m$. Notons que l'acier a une densité de $\rho = 7800kg/m^3$ et une capacité thermique de $C = 500J/kg.K$.

La figure 3.15 présente l'augmentation moyenne de température sous les aspérités lorsque la vitesse varie. Dans le contact acier-acier, l'accroissement de température peut

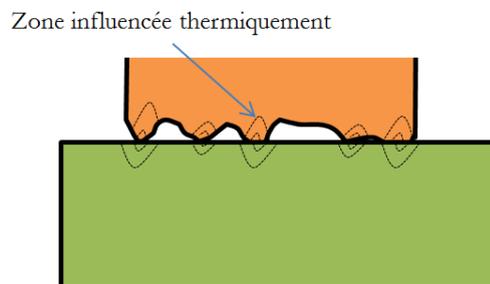


FIGURE 3.14 – Dissipation thermique dans un contact surfacique.

Propriétés	Cuivre	Acier	Aluminium	Carbone
E (GPa)	125	210	70	20
ν	0.3	0.3	0.34	0.17
k (w/m.K)	400	40	237	20
f sur acier	0.3	0.3	0.16	0.1

TABLE 3.3 – Matériaux utilisés pour le calcul de température dans un contact surfacique

atteindre des valeurs de l'ordre de $1000K$ pour $10m/s$ de vitesse de glissement. Il existe alors des risques importants de fusion. L'utilisation de cuivre ou d'aluminium permettent de réduire la température de contact en raison de leur forte conductivité thermique k . Bien que peu conducteur, le graphite limite la température grâce à une faible valeur de pression de contact (due à un faible E').

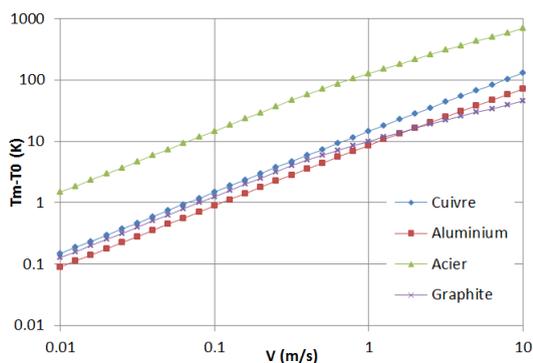


FIGURE 3.15 – Élévation moyenne de température dans un contact surfacique rugueux sur acier

Notons que ces valeurs sont des moyennes. C'est-à-dire que localement la pression et donc la température peuvent être beaucoup plus élevée. D'autre part, la température sous chaque aspérité n'est pas indépendante. Il y a une élévations globale de la température de surface qui s'ajoute aux élévations locales. On comprend ici qu'il faut limiter la pression de contact, la vitesse ou le facteur de frottement pour éviter les risques de fusion locale des matériaux.

3.3 Usure

L'usure d'un solide est généralement définie comme une perte de matière, un mouvement de matière ou une transformation de matière en surface du solide sous l'effet d'une interaction avec un autre milieu (solide dans notre cas, mais ça peut également être un fluide).

3.3.1 Les différents mécanismes d'usure

Cornet et Deville [CD98] ont proposé une répartition des mécanismes à l'origine de l'usure dans l'ensemble des milieux industriels. Des exemples de surface usée par ces mécanismes sont présentés sur la figure 3.17. La corrosion qui résulte d'une interaction chimique de la surface avec le milieu environnant ne sera pas abordée ici. L'érosion est provoquée par l'écoulement d'un fluide, généralement chargé de particules, contre la surface. La fatigue superficielle est provoquée par le passage répété d'un contact localisé. Comme cela a été abordé dans le paragraphe 2.1.2, des contraintes de cisaillement élevées se développent sous la surface et conduisent progressivement à l'écaillage de la surface (voir la figure 3.17). Ce type d'usure concerne essentiellement les roulements et engrenages. Nous nous limiterons ici aux deux principaux mécanismes que sont l'abrasion et l'adhésion. Ils apparaissent dans les contacts où les surfaces sont en glissement relatif. Nous noterons que ces deux mécanismes contribuent également au frottement (voir section 3.1). Enfin, un dernier type d'usure peut être observé. Il s'agit d'une usure thermique liée à une fusion locale d'un des matériaux (voir le paragraphe précédent sur la dissipation thermique dans les contacts).

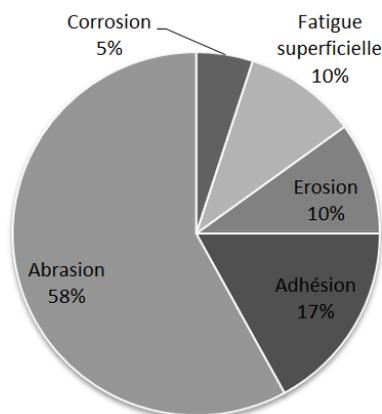


FIGURE 3.16 – Importance relative des mécanismes d'usure dans l'industrie, d'après [CD98].

3.3.2 Usure adhésive

Il a été montré dans les paragraphes précédents que des forces d'adhésion se développent entre les surfaces mises en contact. La rupture de ces liaisons adhésives nécessite d'exercer une contrainte de cisaillement τ_a , à l'origine du frottement. Elle peut s'exprimer :

$$\tau_a = f_a p_m \quad (3.37)$$

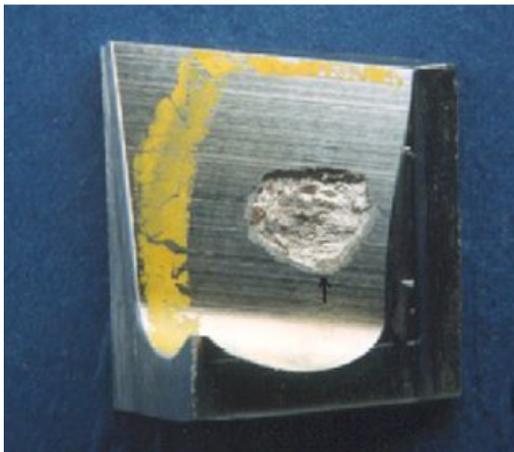
où p_m est la pression moyenne de contact et f_a la contribution adhésive du coefficient de frottement. Dans le cas du contact sphère plan, l'application d'une pression conduit à la



Adhésion



Abrasion



Fatigue superficielle



Corrosion

FIGURE 3.17 – Exemples de surfaces usées par différents mécanismes.

création d'une contrainte de cisaillement sous la surface. Elle s'exprime :

$$\tau_0 \approx 0.31p_0 = 0.2p_m \quad (3.38)$$

Ces deux contraintes sont du même ordre de grandeur. On comprend alors qu'il est parfois plus facile de rompre le matériau (le moins résistant) sous sa surface plutôt que de rompre la liaison adhésive. C'est le mécanisme à l'origine de l'usure adhésive et qui est illustré sur la figure 3.18. L'usure adhésive se caractérise donc par des arrachements de matière irréguliers sur les surfaces (voir figure 3.17). Les particules d'usure arrachées du matériau le plus tendre vont adhérer sur l'antagoniste. Le matériau le plus tendre va donc se retrouver à frotter contre lui-même. D'autre part, la topographie des surfaces et donc les pressions de contact vont changer. Ces points seront abordés un peu plus loin dans le chapitre.

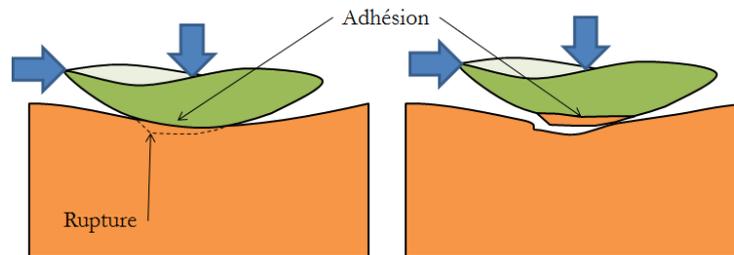


FIGURE 3.18 – Mécanisme de l'usure adhésive.

L'adhésion dépend de l'énergie de surface des matériaux et plus particulièrement de leurs travail d'adhésion w_{ad} . Lorsque les pressions de contact sont élevées et que les matériaux ont un travail d'adhésion élevée, il possible d'atteindre un régime sévère d'adhésion où les surfaces sont soudées. Le mécanisme est alors complètement bloqué, on parle de grippage. La figure 3.19 présente un exemple de grippage qui s'est produit entre deux solides en acier inoxydable.

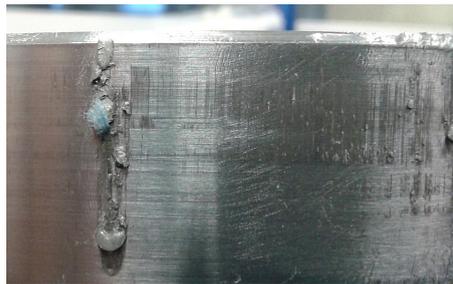


FIGURE 3.19 – Exemple de grippage, manifestation sévère de l'usure adhésive.

Pour limiter l'usure adhésive, il faut augmenter l'index d'adhésion α au delà de 5 en adaptant les matériaux et leur état de surface (voir 2.3.3).

3.3.3 Usure abrasive

Le mécanisme de l'usure abrasive est décrit sur la figure 3.20. Un solide rigide vient indenter et labourer un matériau qui se déforme plastiquement. Le solide rigide peut être une particule dure qui s'est introduit dans le contact. On parle d'abrasion à trois corps. Le solide rigide peut être un des deux protagonistes du contact. On parle d'abrasion à deux corps.

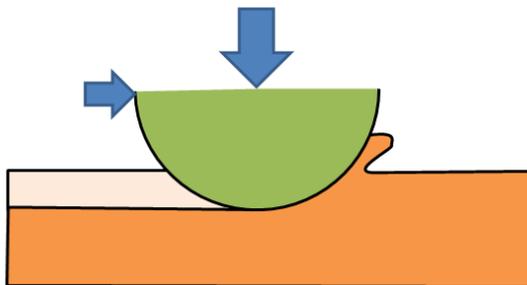
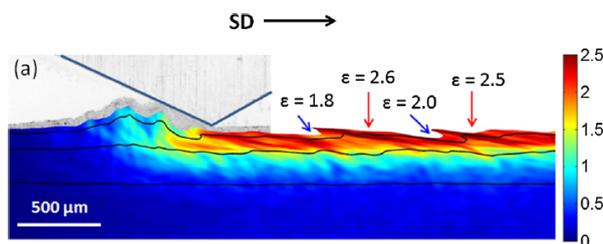


FIGURE 3.20 – Mécanisme de l’usure abrasive

L’usure abrasive est généralement limitée en augmentant la dureté du matériau le plus tendre. Dans le cas d’abrasion à deux corps, il est souhaitable de réduire l’index de plasticité ψ (voir paragraphe 2.2.3) afin de rester en régime élastique et limiter le labourage d’une des surfaces. Comme suggéré par l’index de plasticité, il est préférable que le matériau dur soit le plus lisse possible. Notons que l’abrasion est un moyen de production de surfaces (rodage, polissage).

La figure 3.21 présente les déformations plastiques d’une surface métallique lors du passage d’un poinçon rigide. Dans ce cas, il n’y a pas d’arrachement de matière mais une forte déformation avec notamment des plis de matière en surface.

FIGURE 3.21 – Déformations plastiques d’une surface d’aluminium après le passage d’un poinçon en V. Mesures par PIV [MSY⁺15]

3.3.4 Modèle d’usure

L’usure est un phénomène complexe qui fait intervenir plusieurs mécanismes. Toutefois, on trouve, pour l’usure adhésive et l’abrasion, un modèle d’usure assez simple qui a été largement utilisé. On conçoit assez bien que le volume de matière usée est proportionnelle à la distance de glissement d . D’autre part, plus la charge appliquée F sera élevée et plus l’aire de contact et donc l’usure seront élevées. Le volume de matière usée w s’exprime alors :

$$w = KFd \quad (3.39)$$

où K est un coefficient d’usure (en $mm^3/N/m$) que Archard décrit plutôt comme un coefficient de probabilité d’usure dans son modèle initial [Arc53]. En divisant, cette équation par l’aire apparente de contact \mathcal{A} , on fait apparaître la hauteur usée u et la pression nominale de contact p_n :

$$u = Kp_nd = Kp_nVt \quad (3.40)$$

Dans le dernier terme, la distance a été remplacée par le vitesse V multipliée par le temps d'usage t . En se fixant, une hauteur maximale d'usure u_M , il est possible de calculer une durée de vie t_d .

$$t_d = \frac{u_M}{K p_n V} \quad (3.41)$$

La difficulté est bien sûr la détermination du coefficient d'usure qui varie de plusieurs ordres de grandeur suivant les matériaux. Ceci rend la prédiction d'une durée de vie très approximative. Parfois, un coefficient d'usure normalisé k est utilisé :

$$u = k \frac{p_n}{H} d \quad (3.42)$$

Pour cela la pression nominale est normalisé par la dureté H du matériau le plus tendre. On en déduit la relation entre les deux coefficients :

$$K = \frac{k}{H} \quad (3.43)$$

Notons qu'il existe plusieurs phase d'usure (voir figure 3.22). Dans les premières heures de fonctionnement d'un mécanisme, il existe une phase d'adaptation des surfaces qu'on appelle couramment rodage. Puis, le contact entre dans une phase d'usure normale pour laquelle le modèle peut être utilisé. Enfin, on trouve une phase rapide d'usure en fin de vie.

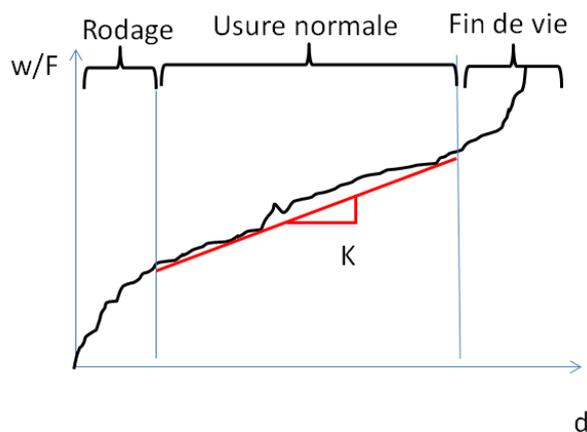


FIGURE 3.22 – Les différentes phases d'usure d'un contact frottant

Nosonovsky [Nos10] a proposé un modèle simple qui permet de décrire la phase de rodage. Il s'appuie sur un paramètre de hauteur de rugosité dont il cherche à identifier l'évolution. Nous choisissons arbitrairement Sq . L'usure adhésive tends à augmenter Sq en raison de l'arrachement de matière. L'intensité de cette usure sera d'autant plus grande que Sq est faible. D'autre part, l'usure abrasive tend à réduire Sq . Elle sera d'autant plus élevé que Sq est grand. On en déduit une loi de comportement pour Sq :

$$\frac{dSq}{dt} = -\alpha Sq + \frac{\beta}{Sq} \quad (3.44)$$

où α et β sont respectivement des coefficients d'usure abrasive et adhésive. Cette équation différentielle présente la solution suivante :

$$Sq = \sqrt{\left(Sq_0^2 - \frac{\beta}{\alpha}\right) e^{-2\alpha t} + \frac{\beta}{\alpha}} \quad (3.45)$$

où Sq_0 est la hauteur initiale des rugosité. Le rapport $\sqrt{\beta/\alpha}$ représente la valeur finale de la hauteur des rugosités. Les deux premières courbes de la figure 3.23 montrent comment peut évoluer la hauteur des rugosités. C'est la compétition entre l'usure abrasive et adhésive qui va contrôler le régime d'usure normale. Le temps caractéristiques de rodage est $\frac{1}{2\alpha}$. Dans le cas où il n'y aurait que de l'usure adhésive, soit $\alpha = 0$, la solution est :

$$Sq = \sqrt{2\beta t + Sq_0^2} \quad (3.46)$$

On obtient donc une augmentation continue et illimitée de la hauteurs des rugosité (voir figure 3.23). Cet effet n'est pas contre-balancé par l'abrasion. Au contraire s'il n'y a pas d'adhésion, la solution devient :

$$Sq = Sq_0 e^{-\alpha t} \quad (3.47)$$

La hauteur des rugosité va tendre vers 0. Ce type de solution est présenté sur la figure 3.23.

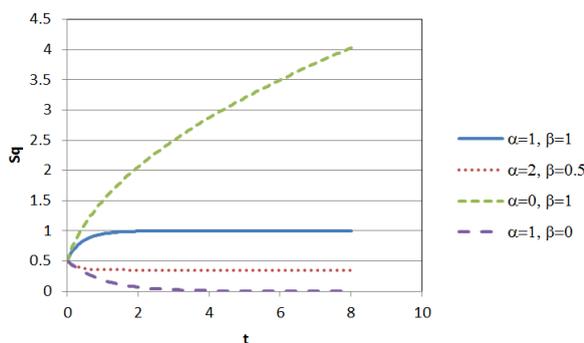


FIGURE 3.23 – Evolution de la hauteur des rugosités pendant la période de rodage - Modèle qualitatif (sans unité) avec $Sq_0 = 0.5$ [Nos10]

Ce modèle qualitatif très simple met en évidence plusieurs points intéressants. Il existe une phase transitoire d'usure suivie d'une période stable où les paramètres de rugosité doivent rester constants (si les conditions de fonctionnement ne changent pas). Les deux mécanismes d'usure que sont l'abrasion et l'adhésion participent nécessairement sinon une solution irréaliste serait obtenue. Toutefois, si l'usure adhésive est prépondérante, des valeurs élevées de rugosité vont être atteintes, comme le montre l'expérience. Au contraire si l'usure abrasive domine, il est possible de diminuer la hauteur des rugosités, ce qui est fait dans les opérations de polissage.

3.3.5 Mesure de l'usure

L'usure est généralement mesurée au cours d'un test de frottement sur un tribomètre. Des techniques simples de mesure d'usure permettent d'évaluer la quantité de matière enlevée :

- Pesée : pesée de l'échantillon avant et après le test de frottement au moyen d'une balance de précision ;
- Mesure de cote : Mesure de la variation de longueur d'un échantillon avant et après le test de frottement, dans le cas d'une usure uniformément répartie ;
- Mesure du volume usé : Mesure de topographie avant et après test pour évaluer le volume enlevé pour créer la piste d'usure.

Les outils de mesure de topographie de surface (voir paragraphe 1.3.2), permettent d'évaluer les hauteurs d'une surface après usure comme sur les exemples de la figure 3.24.

Matériaux	K ($mm^3/N.m$)
Métal / Métal	$10^{-3} - 10^{-4}$
Polymère / Métal	$10^{-4} - 10^{-5}$
Composites+lubrifiant solides / Métal	$10^{-5} - 10^{-7}$
Garniture de frein / Métal	$10^{-4} - 10^{-5}$

TABLE 3.4 – Valeurs indicatives de coefficients de coefficient d'usure K de matériaux usuels en frottement à sec [Gra08].

Il est ensuite possible de tracer des profils à différents endroits pour mesurer l'aire de la piste d'usure puis le volume de matière enlevée (figure 3.25). Ces profils présentent généralement des bourrelets résultant de la déformation plastique du matériau. Notons qu'on peut aussi observer une augmentation de volume ou de masse en raison des transferts de matière dus à l'adhésion. Il est alors difficile de mesurer effectivement l'usure.

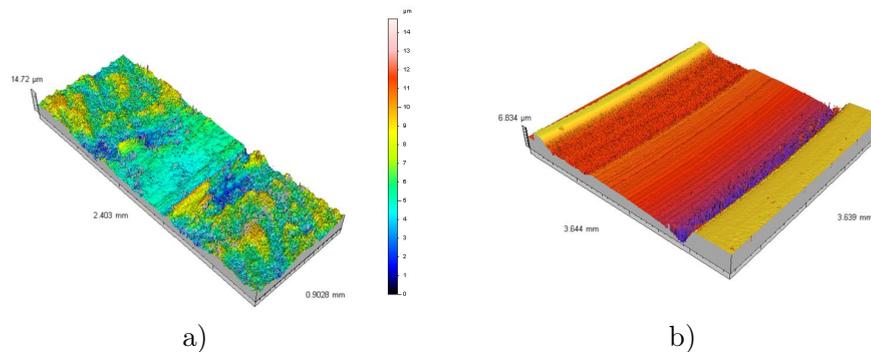


FIGURE 3.24 – Exemples de piste d'usure a) Piste en acier après frottement avec un pion en acier b) Piste d'une garniture mécanique après frottement.

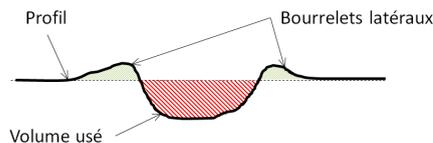


FIGURE 3.25 – Mesure du volume d'usure

En mesurant le volume de matière usée à différents instants au cours d'un test tribologique, il est possible d'évaluer le coefficient d'usure K . Le tableau 3.4 donne des valeurs indicatives pour des couples de matériaux usuels. Ces valeurs sont à utiliser avec précaution car elles peuvent varier de façon notable suivant les conditions de fonctionnement.

3.4 Théorie du troisième corps

Dans ce chapitre nous avons présenter les principaux mécanismes de frottement et d'usure des matériaux. Ceux-ci sont liés à l'adhésion et aux déformations plastiques qui dépendent des caractéristiques des surfaces (énergie de surface, dureté, paramètres de rugosité) et des matériaux (module d'élasticité). Cependant le phénomène d'usure conduit à la création de débris qui vont adhérer aux surfaces ou sortir du contact. Ces particules

d'usure vont réagir chimiquement avec l'environnement pour former des oxydes ou d'autres composés qui peuvent avoir des comportements très différents des surfaces initiales. L'élévation locale de température peut en outre favoriser certaines réactions chimiques. Enfin, la topographie initiale des surfaces est vite modifiée au cours du frottement ce qui risque d'affecter l'aire de contact et le coefficient de frottement. Cette discussion met en évidence la complexité du problème et la difficulté à prédire la valeur des coefficients de frottement ou d'usure. Des théories plus avancées ont été proposées pour décrire le problème du frottement entre solides parmi lesquelles on trouve la théorie du troisième corps [Sta05].

La figure 3.26 présente le principe de la théorie du troisième corps. Les particules et débris d'usure constituent un troisième corps qui va séparer les deux solides initialement en contact. L'étude du contact revient à étudier l'écoulement de ce troisième corps et plus particulièrement les différents débits. Le débit de production (source) provient de l'usure des solides. Les particules vont ensuite s'écouler sous l'effet du cisaillement résultant du glissement des deux premiers corps. Certaines particules vont être éjectées du contact d'autres vont être recyclées (entrer à nouveau dans le contact). La difficulté est de caractériser ces différents débits. Les principaux phénomènes décrits précédemment peuvent être modélisés par cette approche :

- usure = production du troisième corps ;
- frottement = rhéologie du troisième (comparable à la viscosité d'un fluide).

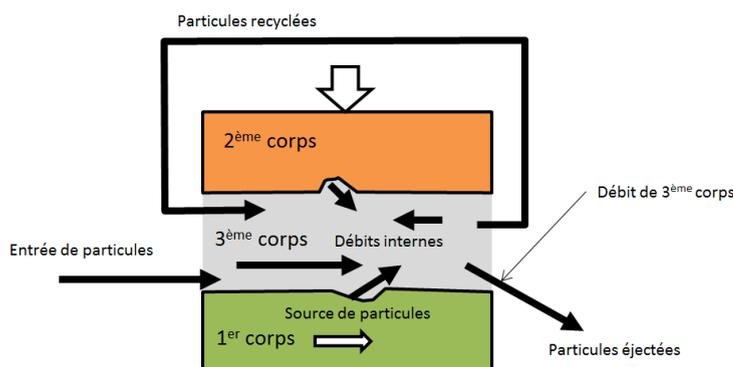


FIGURE 3.26 – Débit de troisième corps dans un contact, d'après Berthier [Sta05].

Chapitre 4

Les lubrifiants

4.1 Définition

Un lubrifiant est une substance qui va être déposée dans un contact pour assurer les fonctions suivantes :

1. permettre la séparation des surfaces. Cette fonction est essentiellement assurée par la viscosité du fluide comme nous le verrons dans les chapitres suivants. L'objectif de la séparation des surfaces est d'empêcher le contact direct des solides et donc le frottement puis l'usure
2. protéger les surfaces principalement contre des réactions chimiques avec l'environnement (corrosion, oxydation)
3. évacuer du contact les débris (particule d'usure ou autres), les polluants, la chaleur générée, etc.

4.2 Composition des lubrifiants

Un lubrifiant est composé d'une huile de base qui peut être minérale ou de synthèse et d'additifs. Dans la cas d'une graisse, on ajoute à l'huile des additifs épaississants. Cet aspect ne sera pas abordé ici.

4.2.1 Les huiles minérales

Les huiles minérales sont directement obtenues par distillation du pétrole (figure 4.1). Le matériau de base est relativement visqueux et est ensuite raffiné afin d'obtenir différents types d'huile qui se différencient par leur structure chimique et leur viscosité comme le montre la figure 4.2. Toutes ces huiles sont des hydrocarbures et sont donc uniquement composées d'atomes de carbone C et d'hydrogène H .

Le tableau 4.1 présente les trois grandes familles d'huile minérale : paraffinique, naphénique et aromatique. Leur structure moléculaire et leur niveau de viscosité différent.

4.2.2 Les huiles de synthèse

Les huiles minérales présentent des limitations (notamment une forte dépendance de la viscosité à la température) qui a conduit au développement d'huile plus performantes dites de synthèse. Leur obtention nécessite un processus chimique qui est généralement beaucoup plus coûteux que la distillation et le raffinage. On identifie différentes familles parmi lesquelles (voir tableau 4.2) :

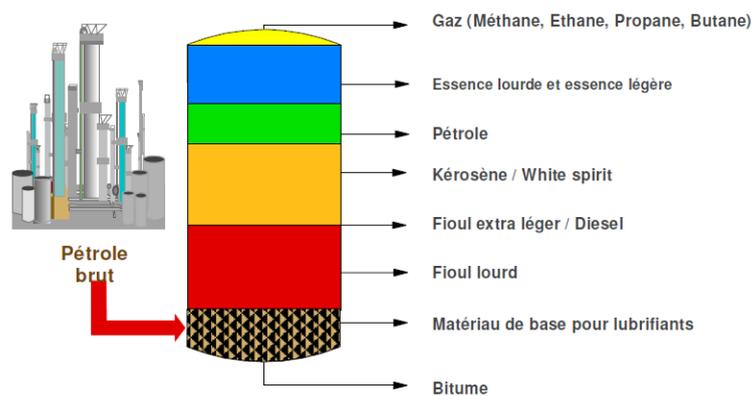


FIGURE 4.1 – Distillation du pétrole [Clé09].

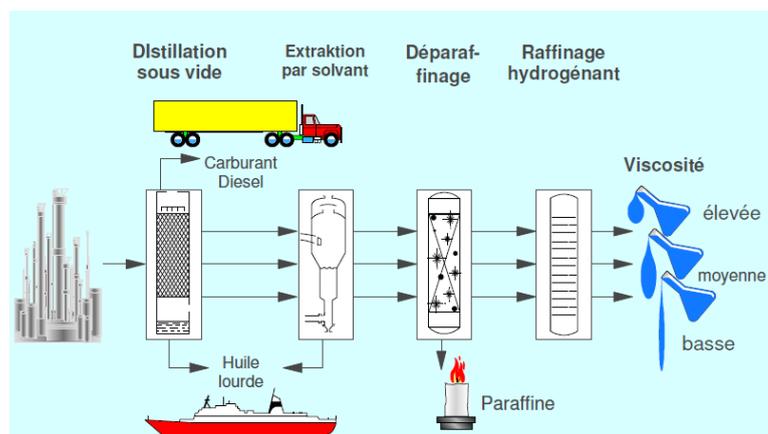


FIGURE 4.2 – Fabrication des huiles minérales [Clé09].

Viscosité élevée	Viscosité moyenne	Viscosité faible
$ \begin{array}{c} \text{H}_3\text{C}-\text{C}_2-\text{C}_2-\text{C}_2-\text{CH}_3 \\ \quad \quad \\ \text{H}_2 \quad \text{C} \quad \text{H}_2 \\ \quad \quad \\ \text{H}_2 \quad \text{C} \quad \text{H}_2 \end{array} $	$ \begin{array}{c} \text{H}_2 \\ \\ \text{H}_2\text{C}-\text{C}_2-\text{CH}_2 \\ \quad \\ \text{H}_2\text{C} \quad \text{CH}_2 \\ \\ \text{H}_2 \end{array} $	$ \begin{array}{c} \text{H} \\ \\ \text{HC}=\text{CH} \\ \quad \\ \text{HC} \quad \text{CH} \\ \\ \text{C}=\text{H} \end{array} $
Paraffine (Hexane)	Naphtène (Cyclohexane)	Aromate (Benzene)

TABLE 4.1 – Familles d'huiles minérales.

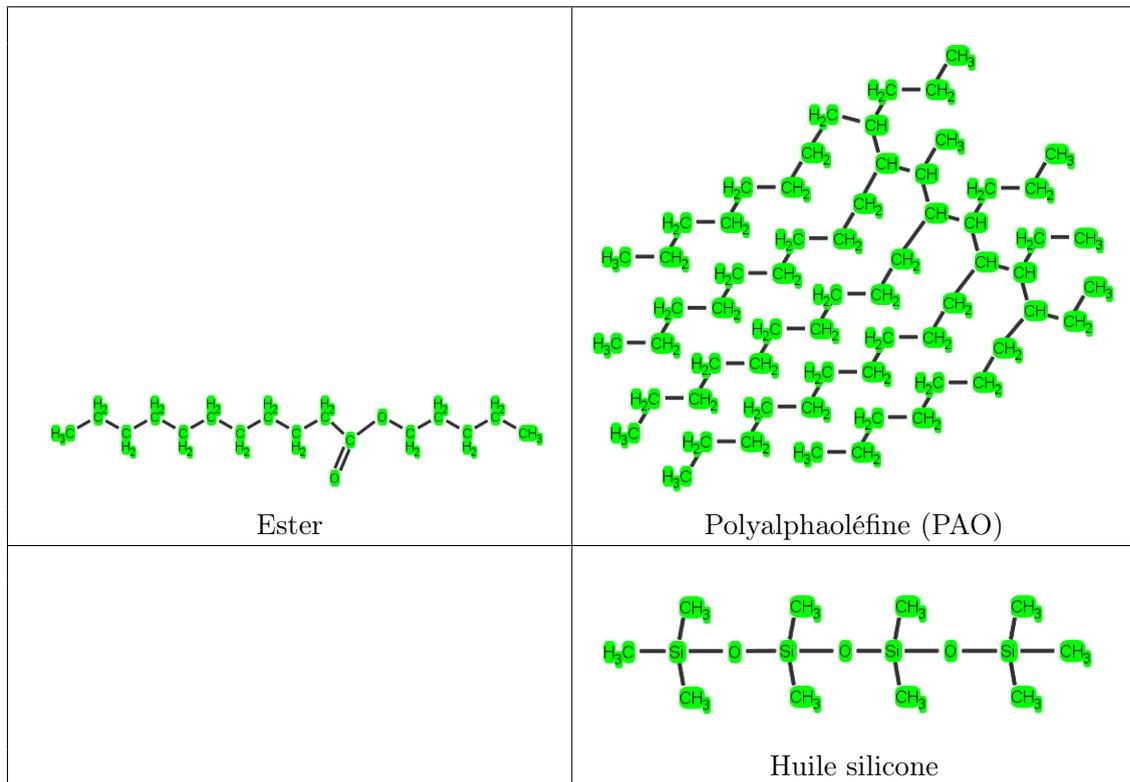


TABLE 4.2 – Quelques huiles de synthèse

- Les esters qui se distinguent par la présence d'atome d'oxygène ;
- Les polyalphaoléfines (généralement appelées PAO) qui contiennent uniquement des atomes *C* et *H* mais qui se présentent sous forme de longues ramifications attachées à une chaîne principale ;
- les huiles silicones qui contiennent des atomes de silicium *Si* ;
- etc.

La viscosité de l'huile est généralement liée à la masse moléculaire.

4.2.3 Les additifs

Les performances des lubrifiants sont généralement améliorées grâce à l'ajout d'additifs. Ces derniers peuvent être classés en trois catégories selon leur principale fonction [Clé09] :

1. Protéger les surfaces :
 - Détergent ;
 - Dispersant ;
 - Extrême pression, anti-usure ;
 - Anti-corrosion ;
 - Modificateur de frottement.
2. Améliorer le lubrifiant :
 - Modificateur de viscosité ;
 - Modificateur de point d'écoulement.
3. Protéger le lubrifiant :
 - Anti-oxydant ;
 - Anti-mousse.

Additif	Rôle	Mode d'action
Anti-usure, extrême pression	Réduire l'usure et le frottement, prévenir du grippage.	Ces additifs réagissent chimiquement avec la surface métallique pour former un film sacrificiel présentant une résistance au cisaillement plus faible que le métal.
Anti-corrosion	Empêcher la corrosion des surfaces.	Formation d'un film adsorbé sur la surface qui protège de la corrosion. Dans certains cas, additifs basiques pouvant neutraliser des acides corrosifs.
Détergent	Empêcher l'attaque des surfaces par des produits acides et limiter la formation de dépôt.	Forme une pellicule autour des particules les empêchant de se déposer. Réagit avec et neutralise les acides.
Dispersant	Empêcher l'agglomération des particules.	Les longues chaînes hydrocarbonées des dispersants maintiennent les particules en suspension dans l'huile.
Anti-oxydation	Empêcher l'oxydation du lubrifiant.	Décompose les composants (hydroperoxydes) qui conduisent à l'oxydation des huiles.
Anti-mousse	Empêcher la formation de mousse dans le lubrifiant.	Réduit la tension de surface du lubrifiant pour faciliter la destruction des bulles d'air.
Modificateur de frottement	Modifier le coefficient de frottement entre les surfaces.	Forme un film adsorbé durable sur les surfaces qui réduit le frottement.
Modificateur de point d'écoulement	Faciliter l'écoulement à basse température.	Empêche la formation de réseaux cristallins qui gênent l'écoulement du fluide.
Modificateur de viscosité	Minimiser la variation de viscosité avec la température.	S'associe aux molécules de lubrifiant lorsque la température augmente de façon à limiter la chute de viscosité.

TABLE 4.3 – Principaux additifs [Riz97, Clé09].

Cette liste présente les principaux additifs mais n'est bien sûr pas exhaustive. Le tableau 4.3 donne, pour chacun de ces additifs, leur rôle et leurs mécanismes d'actions.

4.3 Viscosité

En lubrification, la viscosité est un paramètre clé comme nous le verrons dans les chapitres suivants. Il est nécessaire de connaître sa valeur.

4.3.1 Définition et mesure de la viscosité

La viscosité est la résistance opposée par un fluide à tout glissement interne de ses molécules les unes par rapport aux autres. Prenons l'exemple de la figure 4.3 où un fluide visqueux est placé entre deux surfaces planes parallèles. La surface supérieure est animée d'une vitesse constante V alors que la surface inférieure est immobile. En raison de sa viscosité, le fluide adhère parfaitement aux parois. Un gradient de vitesse va donc se créer

Viscosité	Système CGS	Système SI	Correspondance
Dynamique μ	Poise ($1Po = 1g/cm^2$)	$Pa.s$	$1cPo = 1mPa.s$
Cinématique $\nu = \frac{\mu}{\rho}$	Stokes ($1St = 1cm^2/s$)	m^2/s	$1cSt = 10^{-6}m^2/s = 1mm^2/s$

TABLE 4.4 – Les unités de viscosité.

Fluide en conditions ambiantes	μ ($Pa.s$)	ν (m^2/s)
Air	1.8×10^{-5}	1.5×10^{-5}
Eau	0.001	10^{-6}
Huiles minérales	0.01 à 1.5	10^{-5} à 1.5×10^{-4}
Miel	≈ 10	≈ 0.01

TABLE 4.5 – Viscosité de quelques fluides.

dans la lame fluide. La résistance au glissement interne des molécules conduit à l'apparition d'une contrainte de cisaillement σ_{xy} . Cette contrainte est liée au gradient de vitesse par la loi de Newton :

$$\sigma_{xy} = \tau = \mu \frac{dv}{dy} \quad (4.1)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide. Donc plus un fluide est visqueux plus la contrainte de cisaillement sera élevée pour une même valeur de gradient de vitesse. L'unité de viscosité est le $Pa.s$. On utilise également la viscosité cinématique qui est le rapport entre la viscosité dynamique et la densité du fluide :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (4.2)$$

L'unité de la viscosité cinématique est le m^2/s . le tableau 4.4 présente les unités de viscosité cinématique et dynamique. La cPo et le cSt sont des unités du système CGS couramment utilisées dans l'industrie. Toutefois, il est conseillé d'utiliser les unités du système SI. La viscosité de quelques fluides est donnée dans le tableau 4.5.

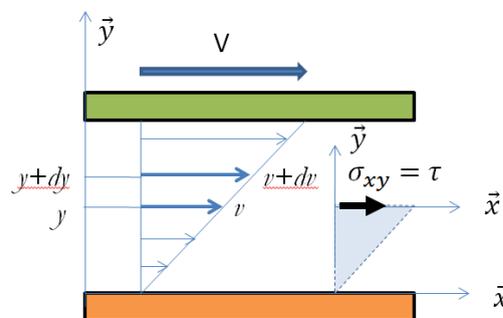


FIGURE 4.3 – Écoulement d'un fluide visqueux entre deux surfaces planes parallèles.

La viscosité d'un fluide se mesure au moyen d'un viscosimètre. On en trouve de nombreux types parmi lesquels :

- Viscosimètre de Couette (voir figure 4.4 a) ;
- Viscosimètre à chute de bille ;
- Viscosimètre à cône ;
- Viscosimètre à capillaire (voir figure 4.4 b).

Dans le viscosimètre de Couette, le fluide est placé dans l'espace entre une cavité cylindrique et un arbre en rotation. Le couple de frottement C_f sur la partie fixe dépend de la viscosité du fluide :

$$C_f = \frac{2\pi\mu R^3 L\omega}{c} \quad (4.3)$$

Ce viscosimètre offre l'avantage de pouvoir modifier le gradient de vitesse $\omega R/C$ imposé au lubrifiant, ω étant la vitesse de rotation. En revanche, la mesure du couple de frottement est toujours délicate à réaliser et nuit à la précision de mesure de la viscosité. Le viscosimètre à capillaire est beaucoup plus précis car il suffit de mesurer le débit d'écoulement Q du fluide au travers d'un tuyau de faible diamètre (capillaire) :

$$Q = \frac{\pi R^4}{8\mu} \frac{p_1 - p_2}{L} = \frac{\pi R^4}{8\mu} \rho g \quad (4.4)$$

Cependant, l'écoulement est contrôlé par les forces de gravité et il n'est pas possible d'ajuster le gradient de vitesse.

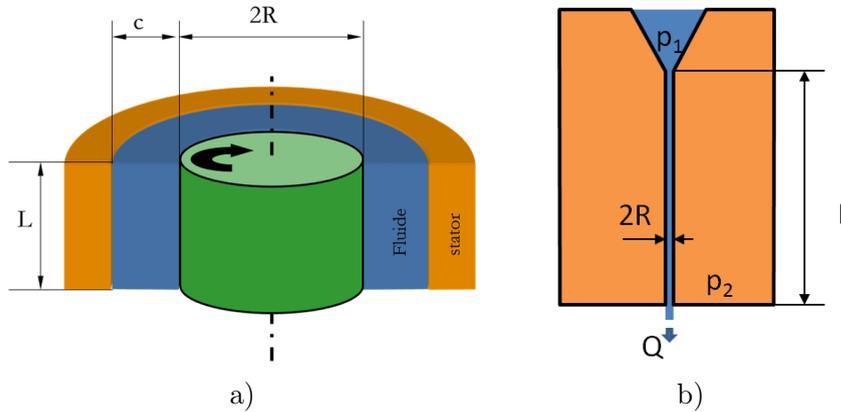


FIGURE 4.4 – Exemples de viscosimètres : a) Viscosimètre de Couette - b) Viscosimètre à capillaire.

4.3.2 Lois de variation de la viscosité

La viscosité des fluides n'est pas un paramètre constant mais varie sensiblement avec les paramètres d'état du fluide (pression et température).

La figure 4.5 présente l'évolution de la viscosité de deux huiles différentes et de l'eau à pression atmosphérique sur une plage de température comprise entre 20 et 120°C. On remarque que la viscosité peut chuter d'un ordre de grandeur sur cette plage de température. Il est donc primordial de pouvoir décrire l'effet de la température sur la viscosité d'un fluide par une expression mathématique. Une loi couramment utilisée est celle de Reynolds :

$$\mu(T) = \mu_0 e^{-\beta(T-T_0)} \quad (4.5)$$

où μ_0 est la viscosité à la température T_0 et β le coefficient de thermoviscosité. Pour les huiles normalisées, la variation de viscosité est plutôt décrite par la loi de Mc Coull et Walther [Aye97] :

$$\nu(T) + a = e^{\frac{B}{T^m}} \quad (4.6)$$

où ν est la viscosité cinématique exprimée en mm^2/s et T la température en Kelvins. Le coefficient a vaut généralement $0.7 mm^2/s$. Pour ces deux lois, il est nécessaire de connaître

la viscosité du fluide à deux températures différentes pour établir la valeur des différents coefficients.

Plus β ou n seront élevées, plus la viscosité variera rapidement avec la température. Pour les huiles, on fait référence à un indice de viscosité qui traduit la rapidité de la variation de la viscosité avec la température. Initialement cet indice était compris entre 0 et 100. 0 signifie une forte dépendance à la température. Le développement d'huiles de synthèse a permis de limiter la variation de viscosité avec la température et on trouve couramment des huiles avec un indice de viscosité supérieur à 100.

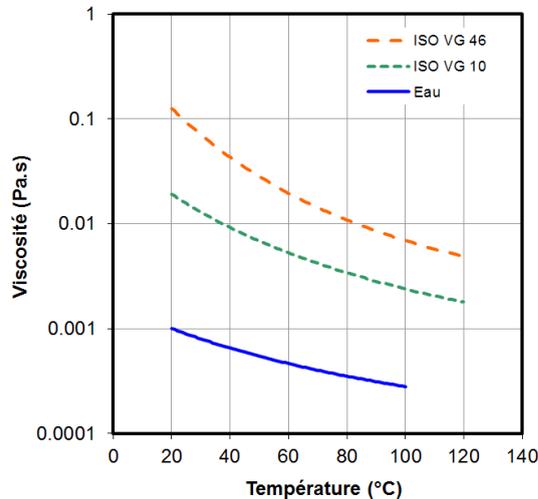


FIGURE 4.5 – Variation de la viscosité avec la température.

Lorsqu'une huile est soumise à une pression élevée, sa viscosité peut augmenter. On décrit généralement l'augmentation de viscosité par la loi de Barus [Frêb, Aye97] :

$$\mu(p) = \mu_0 e^{\alpha p} \quad (4.7)$$

où α est la coefficient de piezo-viscosité. Ce dernier varie entre 5 GPa^{-1} et 40 GPa^{-1} . La figure 4.6 présente l'évolution du rapport $\mu(p)/\mu_0$ lorsque la pression augmente pour les deux valeurs extrêmes de α . Pour les pressions inférieures à 1 MPa , il n'y a pas d'effet sensible. En revanche pour des valeurs de pression plus grandes, la viscosité augmente fortement et peut être multipliée par 100000.

4.3.3 Classement normalisé des huiles

Les huiles sont généralement classées en fonction de leur viscosité. Il existe différents classements suivant l'application.

Pour les huiles industrielles, on utilise le classement ISO. Chaque huile est désignée par ISO VG (pour Viscosity Grade) suivie d'un nombre qui indique sa viscosité cinématique à 40°C en mm^2/s . Le tableau 4.6 présente les différents grades de viscosité disponible dans le classement ISO.

Les huiles moteurs n'entrent pas dans cette norme et s'appuient plutôt sur le classement SAE (Society of Automotive Engineers) présenté dans le tableau 4.7. Le classement est composé d'un chiffre qui peut être suivi d'un W pour les huiles utilisables à basse température (Winter). On parle d'huile monograde. Actuellement les huiles disponibles sont généralement multigrade en raison de leur plus faible dépendance à la température. Leur

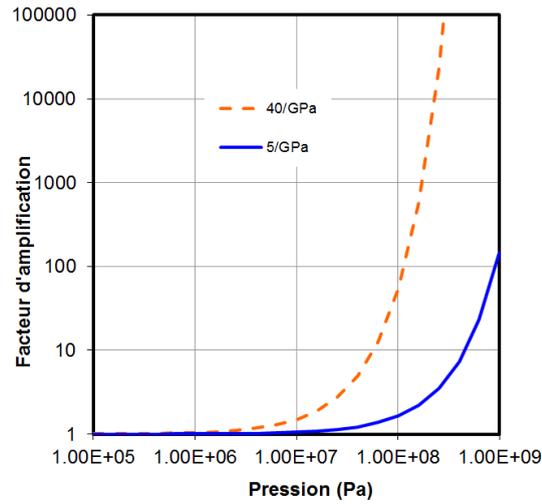


FIGURE 4.6 – Amplification de la viscosité avec la pression.

ISO Viscosity grade	Viscosité cinématique à 40°C (mm^2/s)		
	min	moy	max
ISO VG 2	1.98	2.2	2.42
ISO VG 3	2.88	3.2	3.52
ISO VG 5	4.14	4.6	5.06
ISO VG 7	6.12	6.8	7.48
ISO VG 10	9	10	11
ISO VG 15	13.5	15	16.5
ISO VG 22	19.8	22	24.2
ISO VG 32	28.8	32	35.2
ISO VG 46	41.4	46	50.6
ISO VG 68	61.2	68	74.8
ISO VG 100	90	100	110
ISO VG 150	135	150	165
ISO VG 220	198	220	242
ISO VG 320	288	320	352
ISO VG 460	414	460	506
ISO VG 680	612	680	748
ISO VG 1000	900	1000	1100
ISO VG 1500	1350	1500	1650

TABLE 4.6 – Classement normalisé des huiles ISO VG.

désignation associe un grade hiver comme 5W et un grade été comme 30 soit 5W30. Les caractéristiques à basse température sont alors celles d'une huile 5W et la viscosité à 100°C est celle d'une huile 30.

SAE	Viscosité max ($mPa.s$)		Viscosité cin. à 100°C (mm^2/s)	
	Démarrage	Temp (°C)	mini	maxi
0W	6200	-35	3.8	
5W	6600	-30	3.8	
10W	7000	-25	4.1	
15W	7000	-20	5.6	
20W	9500	-15	5.6	
25W	13000	-10	9.3	
20			5.6	9.3
30			9.3	12.5
40			12.5	16.3
50			16.3	21.9
60			21.9	26.1

TABLE 4.7 – Classement normalisé SAE des huiles moteurs

4.3.4 Comportements particuliers

Les lubrifiants n'ont pas toujours un caractère Newtonien sur toute leur plage d'utilisation. Notamment lorsque le gradient de vitesse $\frac{dv}{dy}$ augmente, la viscosité peut varier. Si elle diminue on parle de fluide rhéo-amincissant. Au contraire, si la viscosité augmente avec le gradient de vitesse, on parle de fluide rhéo-épaississant. Nous nous limiterons ici au cas de fluide Newtonien.

4.4 Les éco-lubrifiants

Entre 2007 et 2013, la consommation mondiale de lubrifiants s'élève à 40 millions de tonnes par an [Pha14]. Ces lubrifiants qui sont dangereux pour l'environnement nécessitent d'être recyclés. Un effort important est donc fait pour développer des éco-lubrifiants. Par définition, ils doivent être biodégradables et non-toxique pour l'environnement et les humains. Ces lubrifiants peuvent être des huiles végétales (colza) ou des huiles de synthèse obtenues à partir de végétaux ou éventuellement de pétrole. L'écolabel européen (www.ecolabel.eu) définit les critères pour qu'un fluide puisse prétendre à l'appellation éco-lubrifiant.

Notons que l'air et l'eau constitue des lubrifiants tout à fait écologiques. Ils présentent en outre l'avantage d'être disponible en grande quantité à coût quasiment nul. Malheureusement ils présentent certaines limitations. L'eau réagit avec de nombreux matériaux et l'air, du fait de sa compressibilité et sa faible viscosité, ne peut être utilisé que pour de faibles charges (voir chapitre sur ce thème).

4.5 Les lubrifiants solides

Dans certains environnements extrêmes, il n'est pas possible d'utiliser des lubrifiants fluides. C'est le cas d'applications cryogéniques, d'applications à très haute température ou dans l'espace. On fait alors appel à des lubrifiants solides. Ils sont déposés en couches entre les solides en frottement et jouent le rôle d'un troisième corps qui peut se cisailer

facilement pour réduire le frottement et limiter l'usure. Les lubrifiants peuvent avoir une structure lamellaire comme le graphite ou la bisulfure de molybdène (MoS_2) dont les couches glissent facilement l'une sur l'autre (voir figure 4.7). On trouve également des lubrifiants plastiques comme le PTFE (polytetrafluoroéthylène) dont la faible énergie de surface permet de réduire le frottement.

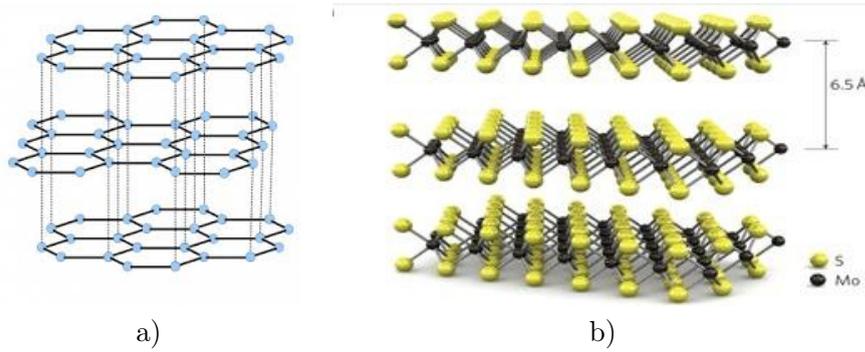


FIGURE 4.7 – Exemples de lubrifiants solides : a) graphite - b) bisulfure de molybdène.

Chapitre 5

L'équation de Reynolds

L'équation qui a été établie par Reynolds en 1886 [Rey86] et porte son nom permet de calculer le champ de pression dans un film lubrifiant séparant deux surfaces solides. Ce chapitre va permettre d'établir cette équation.

5.1 Démonstration intuitive de l'équation de Reynolds

Prenons l'exemple de l'écoulement d'un fluide entre deux plans. Le plan supérieur est immobile alors que le plan inférieur est animé d'une vitesse U suivant \vec{x} . Comme nous l'avons vu dans le chapitre sur les lubrifiants, un profil de vitesse, qui varie linéairement entre la vitesse U de la plaque inférieure et une vitesse nulle sur la face supérieure, va s'établir (figure 5.1 a). Le débit de fluide est égal à l'aire du triangle représentant le profil de vitesse.

Si le plan supérieur est incliné et que nous considérons que les profils de vitesse gardent la même allure, il y a un problème de conservation de la masse. En effet les aires des deux triangles représentés sur la figure 5.1 b) sont différentes. Les profils de vitesse ne sont donc pas corrects et un autre phénomène doit se produire.

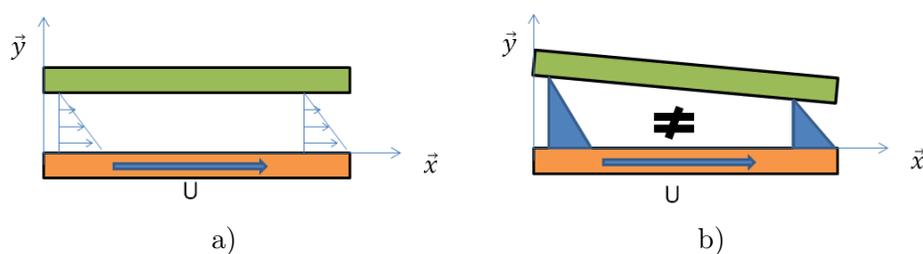


FIGURE 5.1 – Écoulement entre deux plans a) parallèles b) inclinés.

La figure 5.2 présente une expérience qui reproduit la figure 5.1 b). Un tapis roulant entraîne de l'huile sous un plan incliné fixe. Des tubes manométriques placés sur le plan incliné mettent en évidence la création d'un champ de pression lors de la mise en mouvement du tapis. Cette pression va bien sûr modifier les profils de vitesse de façon à assurer la conservation de la masse.

Isolons un volume élémentaire de fluide comme sur la figure 5.3. Il est soumis à des pressions p et des contraintes de cisaillement τ . La somme des forces suivant \vec{x} conduit à la relation suivante :

$$p(x) dy + \tau(y + dy) dx - p(x + dx) dy - \tau(y) dx = 0 \quad (5.1)$$

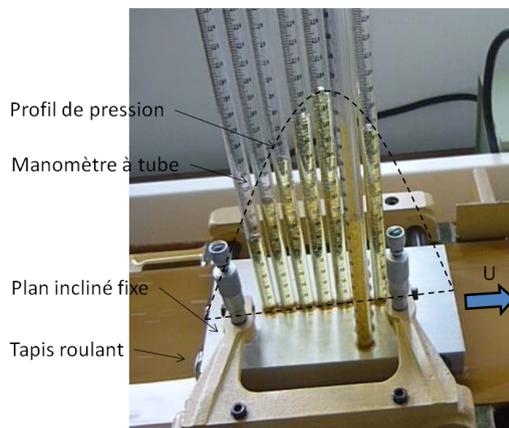


FIGURE 5.2 – Écoulement entre un tapis roulant et un plan incliné.

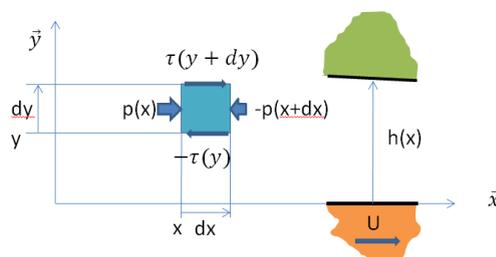


FIGURE 5.3 – Étude d'un volume élémentaire de fluide.

Nous ferons l'hypothèse que la pression ne varie pas suivant l'épaisseur du film et qu'elle est donc uniquement une fonction de x . Il vient alors :

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\partial \tau}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (5.2)$$

Le cisaillement τ a été remplacé par le gradient de vitesse, d'après la loi rhéologique du fluide établi dans le paragraphe 4.3. Cette relation peut être intégrée par rapport à y pour exprimer le profil de vitesse :

$$u(y) = \frac{1}{2\mu} \frac{dp}{dx} y^2 + ay + b \quad (5.3)$$

Les constantes a et b sont calculées en utilisant l'hypothèse que la vitesse du fluide est égale à celle des parois :

$$u(0) = U \quad u(h) = 0 \quad (5.4)$$

L'expression du profil de vitesse est finalement :

$$u(y) = \underbrace{\frac{1}{2\mu} \frac{dp}{dx} y(y-h)}_{\text{Poiseuille}} + \underbrace{U \left(1 - \frac{y}{h}\right)}_{\text{Couette}} \quad (5.5)$$

L'écoulement a donc deux composantes :

- une composante générée par le gradient de pression $\frac{dp}{dx}$. C'est la composante de Poiseuille ;

— une composante générée par la vitesse de glissement U . C'est la composante de Couette.

Suivant le signe du gradient de pression, le profil de vitesse pourra avoir différentes allures comme illustré sur la figure 5.4. Si le gradient de pression provoque un écoulement inverse de suffisamment grande amplitude, il est possible d'obtenir une recirculation du fluide. Même si l'exemple traité ici est relativement simple il montre que les profils de vitesse dans les film minces sont la somme d'un profil parabolique (Poiseuille) et d'un profil linéaire (Couette).

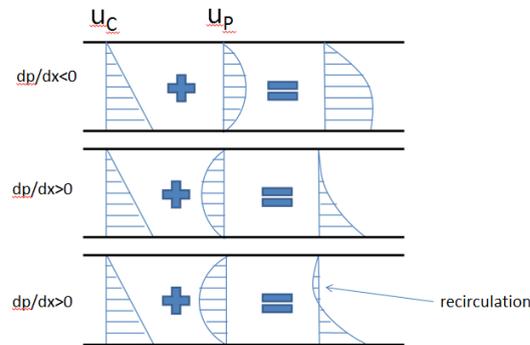


FIGURE 5.4 – Profils de vitesse dans un film mince.

Ces résultats vont nous permettre d'expliquer la pression générée dans l'expérience de la figure 5.2. Comme le montre la figure 5.5, le gradient de pression est positif sur la partie gauche du plan incliné alors qu'il est négatif dans la partie droite. Les profils de vitesse obtenus ont alors des allures différentes mais permettent d'assurer la conservation de la masse car les aires des profils de vitesse sont identiques. Finalement, on peut conclure que lorsque le plan est incliné, une pression est naturellement générée de façon à assurer l'équilibre des débits de fluide et la conservation de la masse.

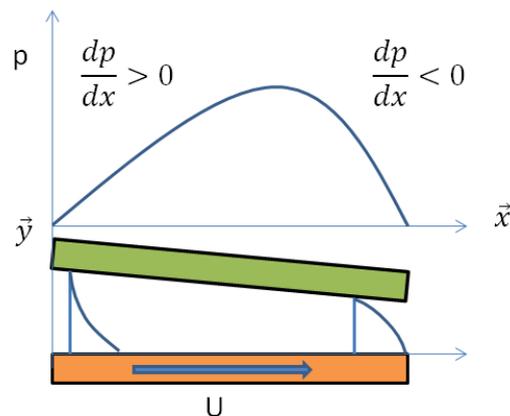


FIGURE 5.5 – Relation entre le profil de pression et les champs de vitesse pour un plan incliné.

Poursuivons notre analyse en exprimant le débit Q traversant une section du film :

$$Q = \int_0^h u(y) dy = -\frac{h^3}{12\mu} \frac{dp}{dx} + U \frac{h}{2} \quad (5.6)$$

D'après la conservation de la masse, ce débit ne varie pas suivant x soit :

$$\frac{dQ}{dx} = 0 \quad (5.7)$$

Cette relation peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{dp}{dx} \right) = 6U \frac{dh}{dx} \quad (5.8)$$

La résolution de cette équation donne la distribution de pression dans le contact à partir de l'épaisseur du film h , la vitesse de glissement U et la viscosité du fluide μ . C'est la version unidimensionnelle de l'équation de Reynolds.

5.2 Équation générale - coordonnées cartésiennes

Intéressons-nous au cas général de deux surfaces 1 et 2 en mouvement relatif comme indiqué sur la figure 5.6. La direction z est orientée perpendiculairement aux surfaces. Des points M_1 et M_2 situés respectivement sur les surfaces 1 et 2 ont des composantes de vitesse (U_1, V_1, W_1) et (U_2, V_2, W_2) . Nous noterons h_1 et h_2 la position suivant z de ces deux points.

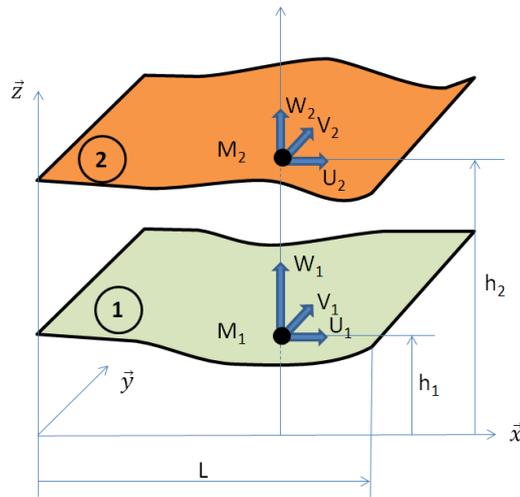


FIGURE 5.6 – Surfaces en mouvement relatif dans un repère cartésien.

Les surfaces sont séparées par un fluide newtonien de densité ρ et de viscosité dynamique μ . L'écoulement du fluide est régi par les équations de Navier-Stokes :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (5.9)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (5.10)$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (5.11)$$

Afin d'aboutir à l'équation de Reynolds il est nécessaire de simplifier ces équations. Pour cela, nous allons adimensionner les termes pour évaluer leur ordre de grandeur. Nous

noterons L la longueur caractéristique suivant x et y , h l'épaisseur caractéristique de film et V la vitesse caractéristique des parois. Nous supposons que la densité et la viscosité sont constantes. Les grandeurs sans dimension s'expriment :

$$\bar{x} = \frac{x}{L} \quad \bar{y} = \frac{y}{L} \quad \bar{z} = \frac{z}{h} \quad (5.12)$$

$$\bar{u} = \frac{u}{V} \quad \bar{v} = \frac{v}{V} \quad \bar{w} = \frac{w}{V} \quad \bar{t} = \frac{tV}{L} \quad (5.13)$$

$$\bar{p} = \frac{p}{P} \quad P = \frac{\mu VL}{h^2} \quad (5.14)$$

En utilisant ces notations dans les équations de Navier-Stokes, on montre que :

$$Re \epsilon \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{t}} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \left(\epsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{x}^2} + \epsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{z}^2} \right) \quad (5.15)$$

$$Re \epsilon \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{t}} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{z}} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} + \left(\epsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{x}^2} + \epsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{y}^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{z}^2} \right) \quad (5.16)$$

$$Re \epsilon^2 \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{t}} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{y}} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} + \left(\epsilon^4 \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial \bar{x}^2} + \epsilon^4 \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial \bar{y}^2} + \epsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial \bar{z}^2} \right) \quad (5.17)$$

où apparaissent le nombre de Reynolds Re et le facteur d'aspect ϵ :

$$\epsilon = \frac{h}{L} < 10^{-3} \quad (5.18)$$

$$Re = \frac{\rho V h}{\mu} \ll 1000 \quad (5.19)$$

Nous faisons ici l'hypothèse que l'épaisseur h du film est très faible devant les autres dimensions et que l'écoulement est laminaire et le nombre de Reynolds très faible. Le facteur d'aspect et le nombre de Reynolds contrôlent l'ordre de grandeur des différents termes des équations de Navier Stokes. En ne conservant que les termes d'ordre 1, une version simplifiée des équations est obtenue :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad (5.20)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \quad (5.21)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (5.22)$$

La dernière équation confirme l'hypothèse que nous avons retenue dans la première partie de ce chapitre, à savoir que la pression ne varie pas suivant l'épaisseur de film, soit suivant z . La pression étant indépendante de z , il est alors possible d'intégrer les équations pour obtenir les contraintes de cisaillement et les vitesses. Pour résoudre le problème, il faut en outre considérer que le fluide adhère parfaitement aux parois, c'est-à-dire que la

vitesse du fluide sur une paroi est identique à la vitesse de cette paroi. On en déduit alors l'expression des vitesses dans le film :

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (z - h_1)(z - h_2) + U_1 \left(1 - \frac{z - h_1}{h}\right) + U_2 \frac{z - h_1}{h} \quad (5.23)$$

$$v = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial y} (z - h_1)(z - h_2) + V_1 \left(1 - \frac{z - h_1}{h}\right) + V_2 \frac{z - h_1}{h} \quad (5.24)$$

où $h = h_2 - h_1$. On peut également calculer les contraintes de cisaillement :

$$\tau_{xz} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} (2z - h_1 - h_2) - \mu \frac{U_1}{h} + \mu \frac{U_2}{h} \quad (5.25)$$

$$\tau_{yz} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial y} (2z - h_1 - h_2) - \mu \frac{V_1}{h} + \mu \frac{V_2}{h} \quad (5.26)$$

Pour obtenir l'équation de Reynolds, il faut introduire la loi de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (5.27)$$

Cette équation est ensuite intégrée suivant l'épaisseur du film et u et v sont remplacés par leurs expressions :

$$\int_{h_1}^{h_2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} \right) dz = 0 \quad (5.28)$$

Après quelques transformations, on obtient l'équation de Reynolds :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6 \frac{\partial}{\partial x} [(U_1 + U_2) \rho h] + 6 \frac{\partial}{\partial y} [(V_1 + V_2) \rho h] + 12 \frac{\partial}{\partial t} (\rho h)} \quad (5.29)$$

Dans cette équation, la dérivée temporelle de h s'exprime :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = W_2 - U_2 \frac{\partial h_2}{\partial x} - V_2 \frac{\partial h_2}{\partial y} - W_1 + U_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} + V_1 \frac{\partial h_1}{\partial y} \quad (5.30)$$

La résolution de l'équation de Reynolds nécessite de connaître la position h_1 et h_2 des parois ainsi que leurs composantes de vitesse et les caractéristiques du fluide. Notons que l'équation présentée ici est valable pour des fluides compressibles ou incompressibles dont la viscosité ne varie pas suivant z . Il est utile de rappeler les hypothèses ayant permis d'établir cette équation :

- Le film est mince devant les autres dimensions $h \ll L$;
- Le fluide est Newtonien de viscosité constante suivant h ;
- La densité du fluide est constante suivant h ;
- Le fluide adhère parfaitement aux parois ;
- L'écoulement est laminaire et le nombre de Reynolds suffisamment petit pour que l'inertie du fluide soit négligeable ;
- Le milieu est continu.

La résolution de l'équation de Reynolds permet de calculer la distribution de pression dans le film, puis les vitesses et les contraintes. On peut ensuite en déduire des grandeurs macroscopiques comme les forces ou les débits de fluide. L'ensemble de ces forces et débits est représenté sur la figure 5.7. La force la plus intéressante est la force soulèvement F_z ou

portance générée par la pression du fluide. Dans l'hypothèse où le domaine est rectangulaire de taille L_x par L_y , il vient :

$$F_z = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} p dx dy \quad (5.31)$$

En raison des contraintes de cisaillement dues à la viscosité du fluide, des forces de frottement sont générées dans les deux directions :

$$F_x = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \tau_{xz} dx dy \quad (5.32)$$

$$F_y = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \tau_{yz} dx dy \quad (5.33)$$

Enfin, il est possible de calculer les débits de fluide sur les frontières du domaine :

$$\dot{m}_x = \int_0^{L_y} \int_{h_1}^{h_2} \rho u dx dz \quad (5.34)$$

$$\dot{m}_y = \int_0^{L_x} \int_{h_1}^{h_2} \rho v dx dz \quad (5.35)$$

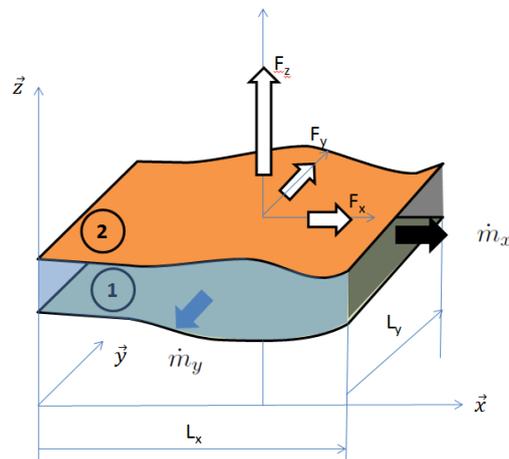


FIGURE 5.7 – Représentation des forces et débits dus à l'écoulement en film mince.

5.3 Équation générale - coordonnées polaires

Il est parfois utile d'utiliser les coordonnées polaires lorsque le domaine d'étude est une portion de disque. La configuration du problème est présentée sur la figure 5.8.

En utilisant les mêmes hypothèses et la même démarche que dans le paragraphe précédent, il est possible de déterminer l'expression des profils de vitesse et des contraintes de cisaillement :

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial r} (z - h_1)(z - h_2) + U_1 \left(1 - \frac{z - h_1}{h}\right) + U_2 \frac{z - h_1}{h} \quad (5.36)$$

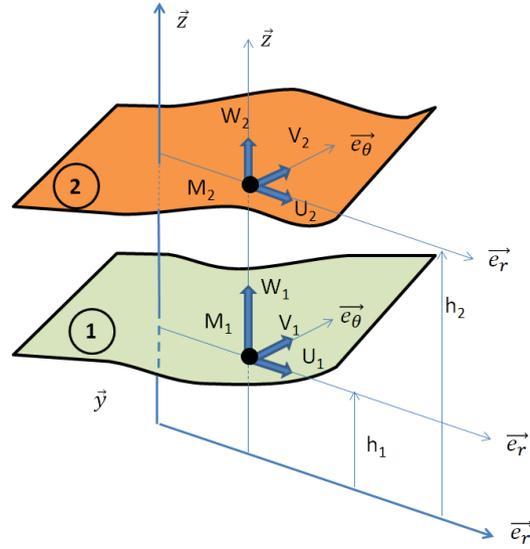


FIGURE 5.8 – Surfaces en mouvement relatif dans un repère polaire

$$v = \frac{1}{2\mu r} \frac{\partial p}{\partial \theta} (z - h_1)(z - h_2) + V_1 \left(1 - \frac{z - h_1}{h}\right) + V_2 \frac{z - h_1}{h} \quad (5.37)$$

$$\tau_{rz} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial r} (2z - h_1 - h_2) - \mu \frac{U_1}{h} + \mu \frac{U_2}{h} \quad (5.38)$$

$$\tau_{\theta z} = \frac{1}{2r} \frac{\partial p}{\partial \theta} (2z - h_1 - h_2 - 2z) - \mu \frac{V_1}{h} + \mu \frac{V_2}{h} \quad (5.39)$$

En utilisant la conservation de la masse, il est possible d'obtenir l'équation de Reynolds suivante :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho r h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\rho h^3}{\mu r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = 6r \frac{\partial}{\partial r} [(U_1 + U_2) \rho h] + 6 \frac{\partial}{\partial \theta} [(V_1 + V_2) \rho h] + 12r \frac{\partial}{\partial t} (\rho h) \quad (5.40)$$

La dérivée temporelle d'épaisseur de film s'exprime :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = W_2 - U_2 \frac{\partial h_2}{\partial r} - \frac{V_2}{r} \frac{\partial h_2}{\partial \theta} - W_1 + U_1 \frac{\partial h_1}{\partial r} + \frac{V_1}{r} \frac{\partial h_1}{\partial \theta} \quad (5.41)$$

Chapitre 6

La lubrification hydrodynamique

6.1 Introduction

En lubrification hydrodynamique, les surfaces sont séparées par un film de fluide visqueux dont la pression est générée par le mouvement relatif des surfaces qui forment un espace convergent. La lubrification hydrodynamique est utilisée (principalement) pour réduire le frottement dans les guidages d'arbre. On trouve deux types de guidages présentés sur la figure 6.1 : les paliers hydrodynamiques pour les charges radiales et les butées hydrodynamiques pour les charges axiales.

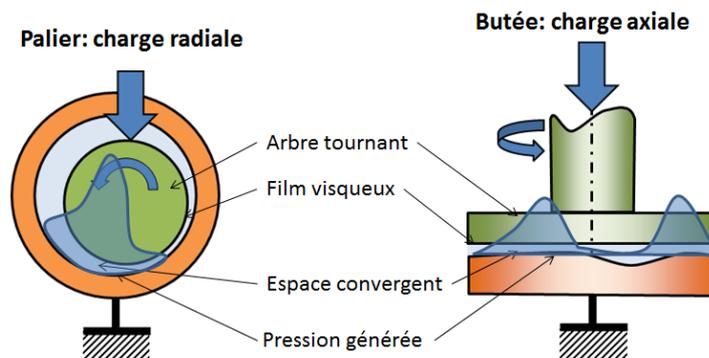


FIGURE 6.1 – Les deux systèmes de guidages d'arbre.

Le convergent permettant la création d'une pression (comme dans le cas du plan incliné) peut être de géométrie fixe ou bien résultat de l'inclinaison d'un système mobile. On parle alors de palier ou butée à patins oscillants. Ces systèmes plus avancés présentent des avantages que nous évoquerons plus loin dans le chapitre. Des exemples sont présentés sur la figure 6.2. Ces systèmes sont utilisés pour les fortes charges (guidages d'alternateurs et de turbines à vapeurs, réducteur) et pour des applications à grandes vitesses (turbo-compresseur de moteur automobile, compresseurs centrifuges) mais aussi pour les systèmes supportant des charges dynamiques comme les bielles de moteurs thermiques. Des applications typiques sont présentés sur la figure 6.3.

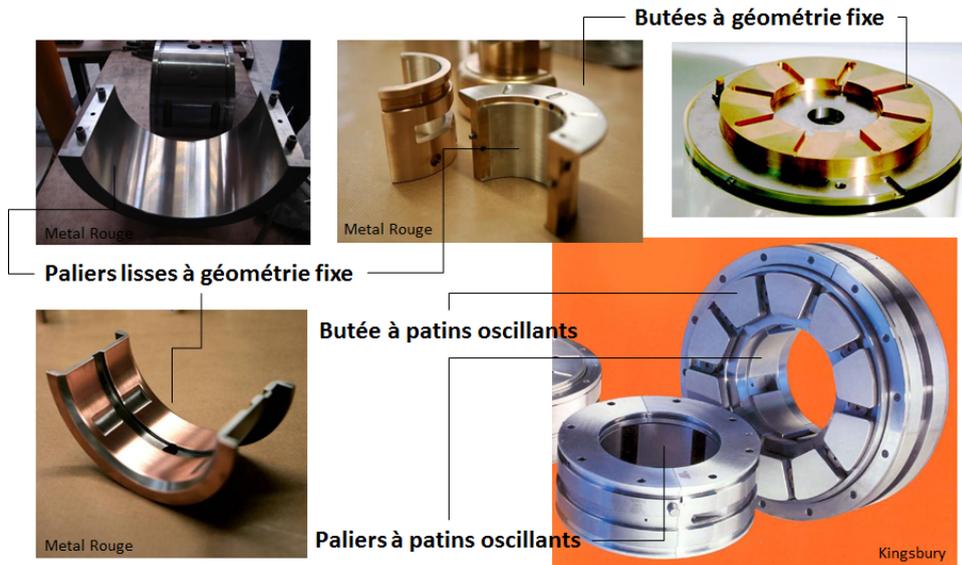


FIGURE 6.2 – Exemples de paliers et butées hydrodynamiques.

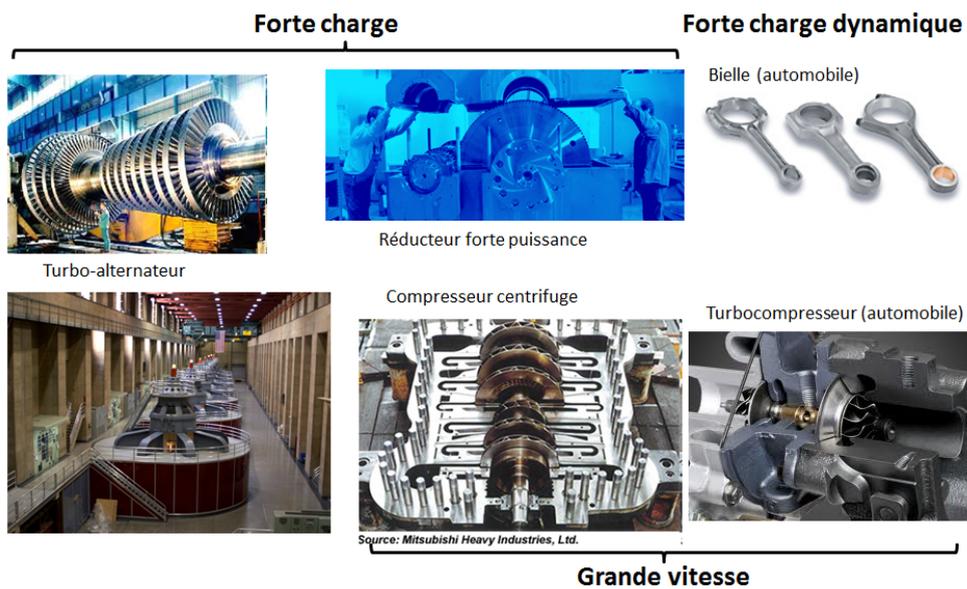


FIGURE 6.3 – Exemples d'applications de paliers et butées hydrodynamiques.

6.2 Butées hydrodynamiques

6.2.1 Configuration géométrique

Une butée hydrodynamique se compose d'un grain mobile plan en rotation par rapport à un grain fixe (voir figure 6.4). Ce dernier présente des usinages permettant de créer des zones convergentes où il sera possible de générer une pression hydrodynamique. Ces zones appelées patins sont séparées par des rainures d'alimentation qui permettent de distribuer le lubrifiant dans le contact.

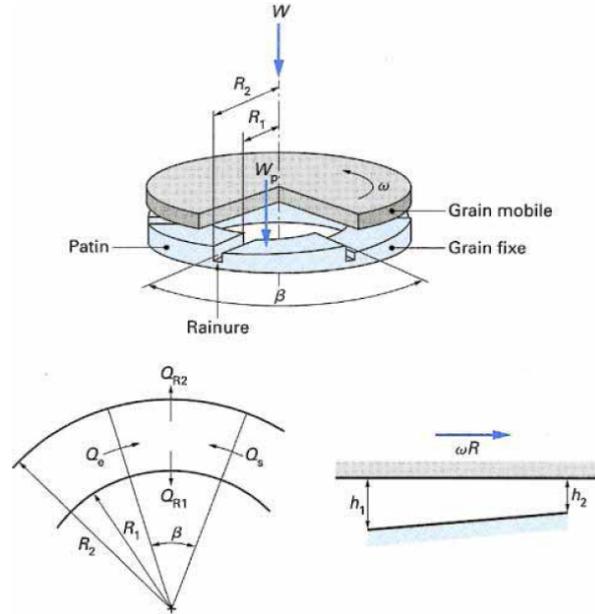


FIGURE 6.4 – Configuration d'une butée hydrodynamique à patins fixes [Fréa].

Nous nous limitons ici à une butée à patin fixe de rayons interne R_1 et externe R_2 . L'épaisseur de film entre les surfaces s'exprime :

$$h(r, \theta) = h_2 \left[1 + \delta \left(1 - \frac{\theta}{\beta} \right) \right] \quad (6.1)$$

β est ici l'étendue angulaire d'un patin. δ est un paramètre sans dimension caractérisant l'inclinaison d'un patin :

$$\delta = \frac{h_1 - h_2}{h_2} \quad (6.2)$$

Il est supposé que les deux grains sont alignés.

6.2.2 Distribution de pression

Le champ de pression dans le film est obtenu en résolvant l'équation de Reynolds :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r h^3 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{h^3}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = -6\mu\omega r \frac{h_2 \delta}{\beta} \quad (6.3)$$

Les conditions aux limites du problème sont :

$$p(r = R_1) = p(r = R_2) = 0 \quad (6.4)$$

et :

$$p(\theta = 0) = p(\theta = \beta) = 0 \quad (6.5)$$

Cette équation n'a malheureusement pas de solution analytique et doit être résolue de manière numérique. La figure 6.5 présente un exemple de champ de pression dans une butée à 6 patins fixes. La pression augmente depuis les bords des patins pour atteindre sa valeur maximale près de la zone d'épaisseur minimale de film.

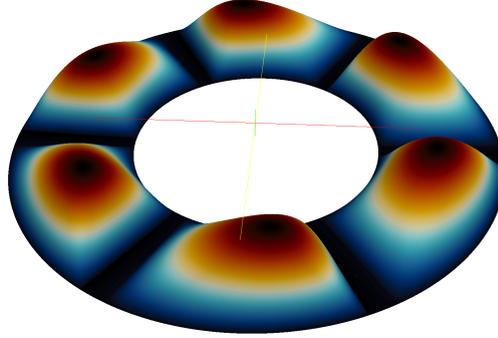


FIGURE 6.5 – Exemple de champ de pression dans une butée hydrodynamique à 6 patins fixes.

6.2.3 Calcul des principaux paramètres

Le comportement de ces butées dépend principalement de leurs caractéristiques géométriques. Il existe donc un nombre limité de paramètres nécessaires à leur analyse. Des simulations numériques ont donc été réalisées afin d'établir leurs performances en fonction des paramètres géométriques suivants :

- L'étendue angulaire d'un patin β ;
- Le rapport d'épaisseur de film $\delta = \frac{h_1 - h_2}{h_2}$;
- Le rapport de forme $\gamma = \frac{R_2 - R_1}{R_2}$.

La charge supportée par patin s'exprime :

$$W_p = \bar{W}_p \frac{\mu \omega (R_1 + R_2) \beta (R_2 - R_1)^3}{4 (h_1 - h_2)^2 \pi} \quad (6.6)$$

La charge est proportionnelle à la viscosité μ et à la vitesse de rotation ω . Elle est inversement proportionnelle à l'épaisseur de film au carré. Elle dépend en outre d'un coefficient sans dimension \bar{W}_p qui dépend des caractéristiques géométriques. Sa valeur est donnée dans le tableau 6.1. Le couple de frottement par patin peut également être calculé :

$$C_p = \bar{C}_p \frac{\mu \omega R_2^4}{(h_1 - h_2) 2\pi} \quad (6.7)$$

Le couple est proportionnel à la viscosité μ et à la vitesse de rotation ω mais inversement proportionnelle à l'épaisseur de film. Notons qu'il dépend du rayon à la puissance 4. L'augmentation de la taille d'une butée a donc un impact très significatif sur le couple de frottement. Le tableau 6.1 donne les valeurs du coefficient sans dimension \bar{C}_p . Enfin, il est possible de calculer les débits aux frontières d'un patin par la formule :

$$Q = \bar{Q} \frac{\omega}{2} R_2 (R_2 - R_1) (h_1 - h_2) \quad (6.8)$$

γ	δ	β	\bar{W}_p	\bar{C}_p	\bar{Q}_{R_1}	\bar{Q}_{R_2}
1/3	1	80	0.703	1.22	0.34	0.46
		55	0.903	0.84	0.32	0.44
		40	1.06	0.63	0.28	0.395
		30	1.15	0.475	0.235	0.35
	2	80	3.11	1.97	0.35	0.47
		55	3.89	1.35	0.32	0.44
		40	4.44	1	0.28	0.4
		30	4.74	0.785	0.24	0.36
	4	80	11.7	2.98	0.35	0.47
		55	14	2.12	0.32	0.44
		40	15.3	1.62	0.29	0.41
		30	15.75	1.27	0.245	0.36
	8	80	36	4.26	0.36	0.48
		55	40.5	3.12	0.33	0.45
		40	42	2.43	0.29	0.41
		30	41.3	1.96	0.25	0.37
1/2	1	80	0.581	1.45	0.23	0.405
		55	0.669	0.98	0.19	0.36
		40	0.697	0.735	0.145	0.31
		30	0.672	0.565	0.11	0.26
	2	80	2.49	2.36	0.23	0.41
		55	2.79	1.67	0.19	0.33
		40	2.84	1.25	0.15	0.31
		30	2.7	0.96	0.11	0.26
	4	80	8.79	3.66	0.24	0.42
		55	9.42	2.65	0.2	0.37
		40	9.26	2.03	0.15	0.32
		30	9.07	1.59	0.11	0.27
	8	80	24.9	5.4	0.25	0.42
		55	25.1	4.03	0.2	0.38
		40	23.6	3.15	0.16	0.32
		30	21.3	2.51	0.11	0.27
2/3	1	80	0.446	1.53	0.12	0.35
		55	0.458	1.06	0.082	0.295
		40	0.431	0.785	0.052	0.245
		30	0.386	0.6	0.033	0.2
	2	80	1.86	2.54	0.13	0.35
		55	1.86	1.8	0.084	0.3
		40	1.73	1.35	0.053	0.25
		30	1.53	1.04	0.034	0.2
	4	80	6.26	4	0.13	0.36
		55	6.04	2.9	0.087	0.3
		40	5.49	2.22	0.055	0.25
		30	4.8	1.73	0.035	0.21
	8	80	16.7	6.04	0.14	0.365
		55	15.4	4.49	0.09	0.31
		40	13.6	3.47	0.056	0.25
		30	11.6	2.74	0.036	0.21

TABLE 6.1 – Abaque de calcul des butées hydrodynamiques [Fréa]

L'utilisation de l'abaque 6.1 permet le calcul des performances d'une butée hydrodynamique sans faire appel au calcul numérique. Toutefois, il est généralement nécessaire de faire des interpolations entre les valeurs du tableau.

6.3 Paliers hydrodynamiques

6.3.1 Configuration géométrique

Un palier hydrodynamique se compose d'un arbre en rotation à l'intérieur d'un coussinet de plus grand diamètre (voir figure 6.6). Le coussinet présente une rainure longitudinale permettant d'alimenter en fluide le contact. D'autre part, l'arbre n'est pas centré dans le coussinet ce qui crée une zone convergente où il sera possible de générer une pression hydrodynamique. Le film étant très mince, il est généralement possible de négliger sa courbure et de la ramener à un problème plan (en le déroulant virtuellement).

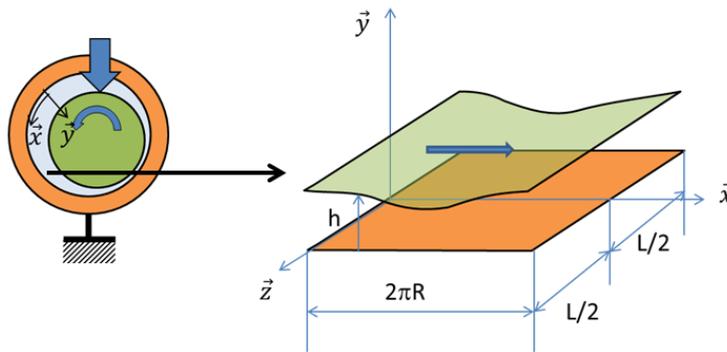


FIGURE 6.6 – Présentation d'un palier hydrodynamique.

Les paramètres géométriques d'un palier sont donnés sur la figure 6.7. Nous noterons c le jeu radial qui est la différence entre les rayons du coussinet et de l'arbre :

$$c = R_2 - R_1 \quad (6.9)$$

L'excentricité entre les deux axes est notée e . Il est utile d'introduire une excentricité relative :

$$\epsilon = \frac{e}{c} \quad (6.10)$$

D'une manière générale, le jeu radial est faible devant le rayon du coussinet :

$$\frac{R_2 - R_1}{R_2} \approx 10^{-3} \quad (6.11)$$

L'épaisseur de film peut alors s'exprimer :

$$h = c(1 + \epsilon \cos \theta) \quad (6.12)$$

Une excentricité relative égale à 1 conduit à une épaisseur de film nulle et donc au contact des deux surfaces, ce qui n'est pas souhaitable.

Nous avons ici fait l'hypothèse que les axes de l'arbre et du coussinet sont alignés. D'autre part pour la suite de l'étude, la rainure d'alimentation est placée dans la zone d'épaisseur maximum.

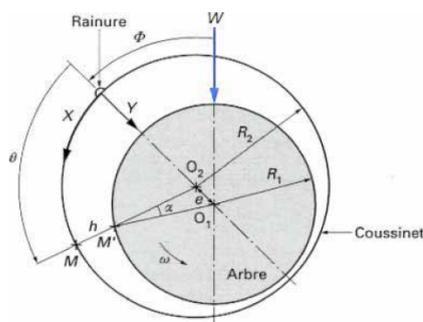


FIGURE 6.7 – Configuration d'un palier hydrodynamique [Frêa].

6.3.2 Distribution de pression

Le champ de pression dans le film est obtenu par résolution de l'équation de Reynolds :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + h^3 R^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 6\mu\omega R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} \quad (6.13)$$

Pour résoudre cette équation, des conditions aux limites sont nécessaires. La pression est égale à la pression atmosphérique aux extrémités du palier et au niveau de la rainure d'alimentation :

$$p(z = L/2) = p(z = -L/2) = 0 \quad (6.14)$$

$$p(\theta = 0) = p(\theta = 2\pi) = 0 \quad (6.15)$$

Cette équation ne présente pas de solution analytique et doit être résolue de manière numérique. Toutefois, suivant la valeur du rapport L/D (longueur sur diamètre) du palier, on fait apparaître deux cas limites.

Si $L/D > 4$, on est dans le cas d'un palier long et la solution est proche de celle du palier infiniment long (pas de dépendance en z) :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = 6\mu\omega R^2 \frac{\partial h}{\partial \theta} \quad (6.16)$$

Au contraire si $L/D < 0.125$, la solution est celle dite du palier court :

$$h^3 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 6\mu\omega \frac{\partial h}{\partial \theta} \quad (6.17)$$

Ces solutions sont disponibles dans la littérature [Frêa, FND⁺90, Frêb].

La figure 6.8 présente un exemple de champ de pression calculée dans un palier. Un pic de pression se forme dans la zone où le film est convergent. Symétriquement, une dépression apparaît dans la zone où le film est divergent. Cependant les fluides usuels ne restent pas liquides lorsqu'ils sont soumis à des pressions sub-ambiantes. Le film fluide va alors se rompre comme le montre la figure 6.9.

Dans les zones de rupture de film, on voit apparaître des lignes de liquide séparées par des zones de gaz. Dans ces zones, la pression est inférieure ou égale à la pression atmosphérique. On parle parfois de cavitation. Ce problème n'est pas visible dans les butées car il n'existe pas de zones où le film est divergent.

Le calcul d'un palier doit nécessairement tenir compte de ces zones de rupture de film afin de d'estimer correctement les performances du système. Des algorithmes particuliers

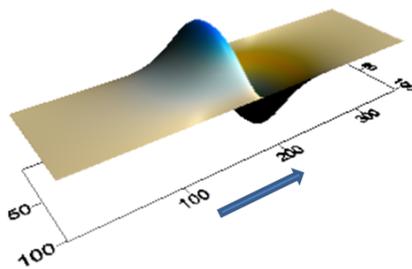


FIGURE 6.8 – Champ de pression dans un palier.

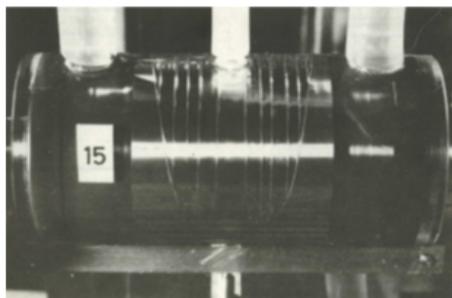


FIGURE 6.9 – Rupture du film dans la zone divergente d'un palier [Flo75].

sont utilisés pour tenir compte de la rupture du film. Une comparaison entre des champs de pression obtenus avec et sans prise en compte de la rupture de film est présentée sur la figure 6.10.

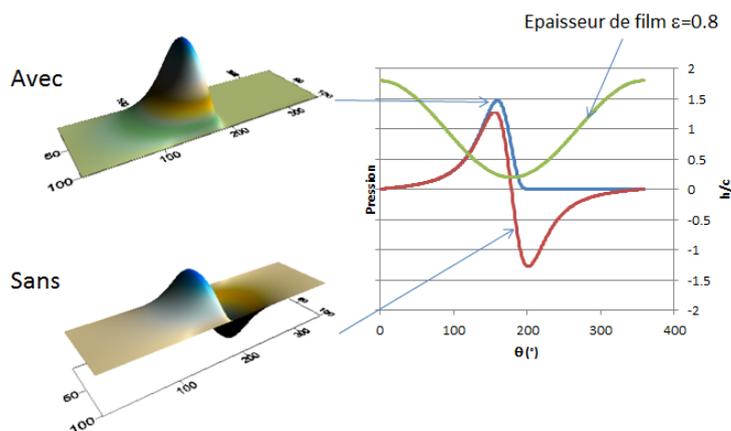


FIGURE 6.10 – Champ de pressions avec et sans prise en compte de la rupture du film - Profil de pression au centre du palier.

6.3.3 Calcul des principaux paramètres

La configuration géométrique d'un palier dépend uniquement de deux paramètres :

- L'excentricité relative $\epsilon = \frac{e}{c}$;
- Le rapport $\frac{L}{D}$.

Des simulations numériques ont été réalisées afin d'établir les performances d'un palier pour les différentes valeurs possibles de ces deux paramètres. La charge W supportée par un palier s'exprime :

$$W = \frac{\mu L D \omega}{2\pi S} \left(\frac{R}{c}\right)^2 \quad (6.18)$$

où S est un nombre sans dimension appelé nombre de Sommerfeld dont la valeur est indiqué dans les tableaux 6.2 et 6.3. Sa valeur ne dépend que des deux paramètres géométriques. On remarque que la charge est proportionnelle à la viscosité μ et à la vitesse ω mais inversement proportionnelle au carré du jeu radial c . Le même type de relation avait été obtenu pour les butées hydrodynamiques.

Il est également possible de calculer le couple de frottement généré par le frottement visqueux sur les surfaces :

$$C_a = \frac{\mu L D \omega R^2}{2\pi c} \bar{C}_a \quad (6.19)$$

Le débit de fluide traversant le palier peut être calculé par la formule suivante :

$$Q = \bar{Q} L c R \omega \quad (6.20)$$

Notons que les abaques donnent également l'angle de calage ϕ formé par la ligne reliant les centres de l'arbre et du coussinet et la ligne de chargement (voir figure 6.7).

ϵ	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95
S	4.32	2.03	1.21	0.784	0.508	0.318	0.184	0.0912	0.0309	0.0116
ϕ (°)	82	75	68.5	61.53	55	48	41	33	23.5	17
\bar{Q}	0.0938	0.187	0.281	0.374	0.468	0.562	0.657	0.751	0.845	0.89
\bar{C}_a	19	18.57	18.64	18.81	19.57	20.97	23.53	28.4	41.1	60.34

TABLE 6.2 – Abaque de calcul des paliers hydrodynamiques pour $L/D = 0.5$ [Frèb].

ϵ	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95
S	1,33	0,631	0,388	0,260	0,178	0,120	0,0776	0,0443	0,0185	0,00831
ϕ (°)	79,5	74	68	62,5	56,5	50,5	44	36	26	19
\bar{Q}	0,0801	0,159	0,237	0,314	0,390	0,466	0,542	0,616	0,688	0,721
\bar{C}_a	19,06	18,81	18,94	19,5	20,62	22,5	25,64	31,6	46,43	67,75

TABLE 6.3 – Abaque de calcul des paliers hydrodynamiques pour $L/D = 1$ [Frèb].

6.3.4 Effets thermiques

En raison du frottement visqueux dans le palier, une puissance significative peut être dissipée dans le film lubrifiant. Sa température peut donc varier de manière notable comme l'illustre la figure 6.11. La viscosité du lubrifiant (voir section 4.3) qui est fortement dépendante de la température risque de diminuer et d'affecter les performances du palier.

Il est possible d'estimer la température du fluide par une approche globale. La puissance dissipée dans le palier est le produit du couple de frottement par la vitesse de rotation soit :

$$P = C_a \omega \quad (6.21)$$

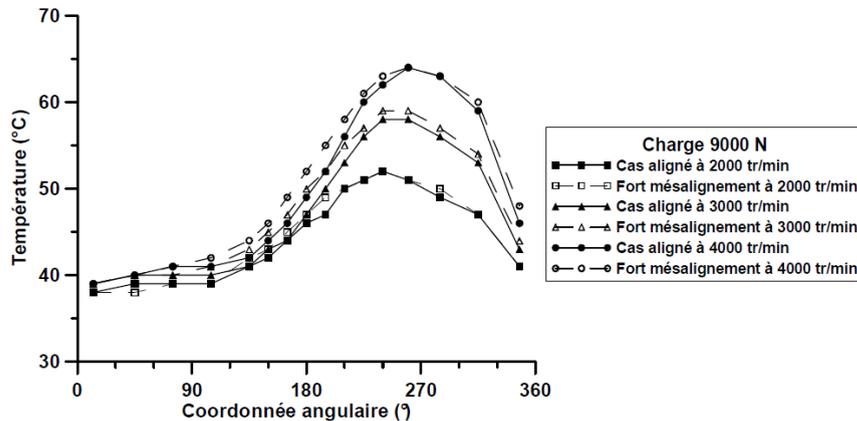


FIGURE 6.11 – Température mesurée dans un palier sous différentes sollicitations [Bou03].

Le fluide qui s'échappe sur les bords du palier transporte et évacue de la chaleur vers l'extérieur. Si on note T_e la température d'entrée du lubrifiant et T_f sa température en sortie, la puissance emmenée par la fuite s'exprime :

$$P_f = \rho C Q (T_f - T_e) \quad (6.22)$$

où Q est le débit de fuite et ρ et C respectivement la densité et la capacité thermique du lubrifiant. On considère généralement que la fuite évacue seulement une partie λ de la chaleur générée soit :

$$\lambda C_a \omega = \rho C Q (T_f - T_e) \quad (6.23)$$

On en déduit la température du fluide en sortie de palier :

$$T_f = T_e + \lambda \frac{C_a \omega}{\rho C Q} \quad (6.24)$$

On choisit généralement $\lambda \approx 0.85$ [Frêb].

6.3.5 Comportement dynamique

Pour que le film lubrifiant soit stable, il doit s'opposer au rapprochement des surfaces. C'est-à-dire qu'une augmentation de la charge conduite à une diminution de l'épaisseur du film soit une augmentation de ϵ . A partir des données du tableau 6.3, il est possible de tracer $1/S$, soit la charge adimensionnée, en fonction de $h_{min}/c = 1 - \epsilon$. La figure 6.12 montre qu'un comportement stable est effectivement obtenu. La raideur, qui correspond à la pente de la courbe augmente lorsque les surfaces se rapprochent. En revanche elle tend à s'annuler lorsque le palier devient centré ($\epsilon = 0$). En effet, dans cette situation, il n'y a plus de zone convergente et aucune pression hydrodynamique n'est générée. Plus aucune force n'est appliquée sur l'arbre.

Il est fortement déconseillé de faire fonctionner un palier lisse sans charge en raison de risque d'instabilités dynamiques. Pour éviter ce type de problème il est possible d'utiliser des paliers non cylindriques (citron, patins oscillants) qui vont générer une force même si le palier est centré ce qui permet de maintenir l'arbre en place. Un exemple de palier non-circulaire est présenté sur la figure 6.13. Différentes technologies sont disponibles et le lecteur intéressé pourra se référer aux techniques de l'ingénieur [Frêa]. Notons que les paliers à patins oscillants sont parmi les plus performants du point de vue du comportement dynamique et sont adaptés pour les environnements et sollicitations vibratoires.

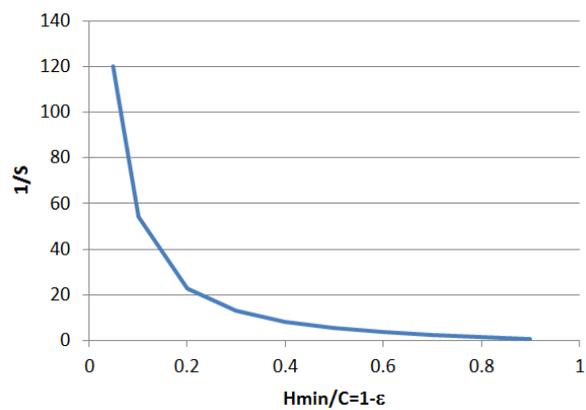


FIGURE 6.12 – Force adimensionnée en fonction de l'épaisseur minimale de film adimensionnée dans un palier hydrodynamique

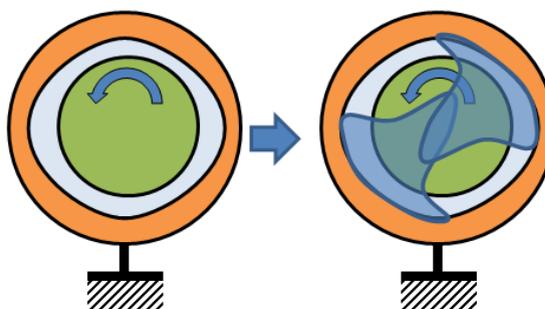


FIGURE 6.13 – Champ de pression dans un palier non-circulaire centré

6.4 Réalisations pratiques

Les paliers et butées hydrodynamiques sont conçus pour fonctionner avec une vitesse relative. Les arrêts démarrages sont des périodes critiques pour ce type de composant. Les surfaces sont généralement revêtus d'un régule (métal tendre ou maintenant, polymère) qui supporte le frottement lors de ces périodes.

Voici quelques règles et conseils de conception :

- Les composants hydrodynamiques fonctionnent pour des arbres en rotation continue ;
- Ils sont utilisables lorsque les charges et vitesses dépassent ce que des roulements peuvent supporter ;
- La pression spécifique, $\frac{W}{LD}$ ou $\frac{W}{\pi(R_2^2 - R_1^2)}$ maximale est d'environ $10MPa$;
- Le jeu radial d'un palier est d'environ $\frac{c}{R} \approx 0.001$;
- L'épaisseur minimale de film doit être compatible avec le niveau de finition ;
- La pompe d'alimentation doit permettre de compenser le débit de fuite ;
- L'élévation de température ne doit pas dégrader les performances du lubrifiant et des surfaces ;
- Les surfaces sont revêtues pour les périodes d'arrêt démarrage ;
- Le rapport dimensionnel $\frac{L}{D}$ d'un palier doit de préférence rester inférieur à 1 en raison des éventuels défauts d'alignement entre l'arbre et le palier.

Chapitre 7

La lubrification hydrostatique

7.1 Introduction

La lubrification entre des surfaces est dite hydrostatique lorsque la pression et un film fluide sont maintenus par l'intermédiaire d'une pompe externe. L'avantage est que le film est maintenu même lorsque les surfaces sont immobiles. En revanche, le coût du système hydraulique est un inconvénient.

La figure 7.1 présente des exemples de paliers et butées hydrostatiques. D'une manière générale, ils sont constitués de surfaces lisses au milieu desquelles se trouvent des poches ou alvéoles. Ces poches sont alimentées en fluide par des orifices.

La lubrification hydrostatique est utilisée pour le déplacement de charges très lourdes (voir figure 7.2) comme les tribunes du Stade de France ou des systèmes nécessitant un positionnement très précis et donc une grande raideur et un très faible frottement.

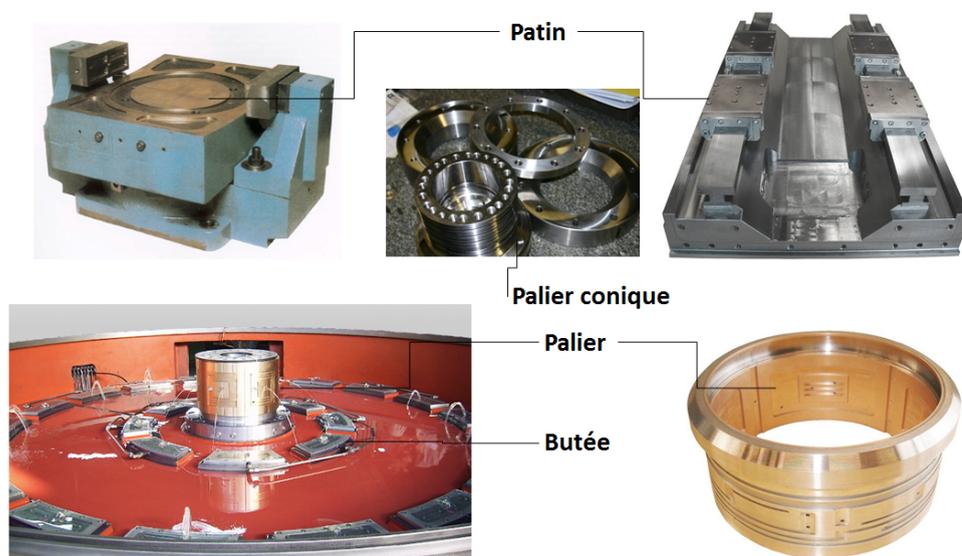


FIGURE 7.1 – Exemples de paliers et butées hydrostatiques.

Grande charge, faible frottement

Stade de France : Tribune de
500 t à déplacer sur 15 m



Projet Européen de télescope
géant ELT : 40 m de diamètre



Banc d'essais, mesure de frottement



Grande précision, faible frottement

FIGURE 7.2 – Exemples d'applications de paliers et butées hydrostatiques.

7.2 Butée hydrostatique

Nous allons nous intéresser, dans cette section, à l'étude d'une butée hydrostatique dont la configuration est présentée sur le figure 7.3. Nous ferons les hypothèses suivantes :

- L'épaisseur de film h est constante ;
- Le régime est stationnaire ;
- Les faces sont immobiles ;
- L'alvéole est profond $e \gg h$;
- La pression p_a dans l'alvéole est constante ;
- La butée est infiniment large (problème 1D).

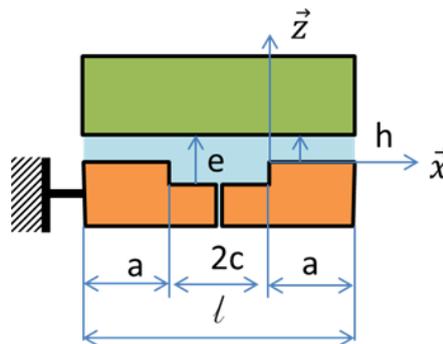


FIGURE 7.3 – Configuration de la butée hydrostatique.

Compte tenu des hypothèses, l'équation de Reynolds se réduit à :

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = 0 \quad (7.1)$$

Les conditions aux limites sont :

$$p(0) = p_a \quad (7.2)$$

$$p(a) = 0 \quad (7.3)$$

La distribution de pression sur la portée droite de la butée s'exprime alors :

$$p(x) = p_a \left(1 - \frac{x}{a}\right) \quad (7.4)$$

Une distribution symétrique est obtenue sur la seconde portée. Le champ de pression est donc celui représentée sur la figure 7.4.

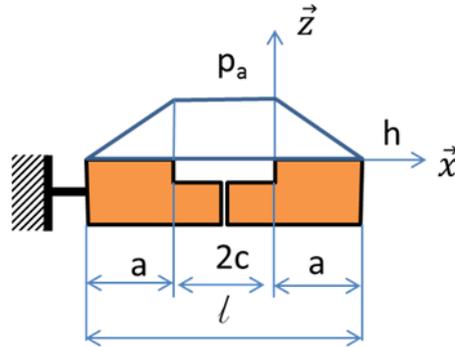


FIGURE 7.4 – Champ de pression dans la butée hydrostatique.

A partir du champ de pression, il est possible d'obtenir la portance générée. Elle s'exprime :

$$W = L \left(p_a 2c + 2 \int_0^a p dx \right) \quad (7.5)$$

soit :

$$W = p_a L (a + 2c) = p_a L \ell \left(1 - \frac{a}{\ell}\right) \quad (7.6)$$

Ici L représente la longueur de la butée dans la direction \vec{y} . Par la suite, nous noterons la portance sous la forme :

$$W = p_a S K_w \quad (7.7)$$

où S est l'aire de la butée et K_w un coefficient de portance qui s'expriment :

$$S = L \ell \quad (7.8)$$

$$K_w = 1 - \frac{a}{\ell} \quad (7.9)$$

D'après cette formule, la portance W est indépendante de l'épaisseur de film h . Alimenter la butée à pression constante p_a ne permet pas d'obtenir un comportement stable pour lequel la portance doit augmenter lorsque h diminue. Exprimons le débit de fluide traversant le film. Pour cela, il est utile d'exprimer le profil de vitesse :

$$u = \frac{1}{2\mu} z(z-h) \frac{dp}{dx} \quad (7.10)$$

Le débit est obtenu par intégration suivant l'épaisseur de film :

$$Q = \frac{L h^3 p_a}{6\mu a} = \frac{p_a h^3}{\mu} K_Q \quad (7.11)$$

Dans cette formulation, K_Q est un coefficient de débit :

$$K_Q = \frac{L}{6a} \quad (7.12)$$

Le débit est, quant à lui, très dépendant de l'épaisseur de film. Afin de rendre le système stable, la butée est généralement alimentée à pression constante p_s au travers d'une résistance hydraulique comme indiquée sur la figure 7.5.

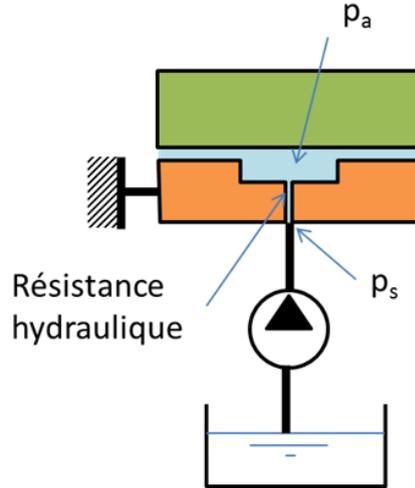


FIGURE 7.5 – Alimentation de la butée hydrostatique.

La résistance est ici une capillaire mais on peut également utiliser une restriction de type diaphragme [Nic]. Le débit au travers de la résistance s'exprime :

$$Q_R = \frac{K_c}{\mu} (p_s - p_a) \quad (7.13)$$

Pour assurer la conservation de la masse, ce débit est égal à celui traversant le film soit :

$$Q_R = Q = \frac{K_c}{\mu} (p_s - p_a) = \frac{p_a h^3}{\mu} K_Q \quad (7.14)$$

On en déduit alors l'expression de la pression dans l'alvéole p_a en fonction de la pression d'alimentation p_s et de l'épaisseur de film h :

$$p_a = p_s \frac{K_c}{h^3 K_Q + K_c} = p_s \beta \quad (7.15)$$

La portance devient alors :

$$W = p_a S K_w = p_s \frac{K_c}{h^3 K_Q + K_c} S K_w \quad (7.16)$$

La portance est donc une fonction décroissante de h ce qui confère au film une raideur et assure la stabilité de la butée. La figure 7.6 présente la portance en fonction de l'épaisseur de film. Il existe une zone de fonctionnement où la raideur (pente de la courbe) est maximale. Notons que d'une manière généralement la lubrification hydrostatique permet d'atteindre des raideurs plus grande qu'en lubrification hydrodynamique en raison de la dépendance en h^{-3} de la portance qui n'est qu'en h^{-2} en hydrodynamique.

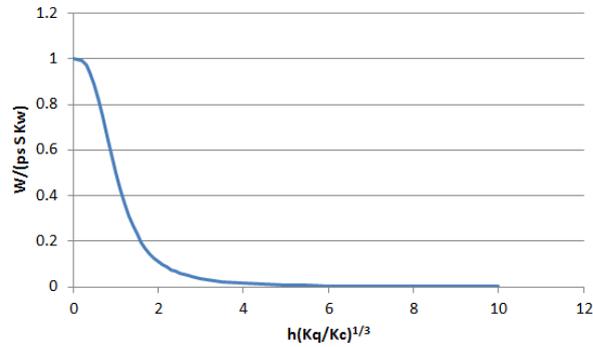


FIGURE 7.6 – Portance en fonction de l'épaisseur de film.

La figure 7.7 illustre l'effet d'une variation d'épaisseur de film sur le champ de pression. Lorsque l'épaisseur de film diminue, le débit traversant le film diminue. Ceci se traduit par une diminution du débit dans la résistance hydraulique et donc une diminution de la différence $p_s - p_a$. Comme p_s est constant, p_a augmente. La portance est bien sûr limitée par la valeur de p_s .

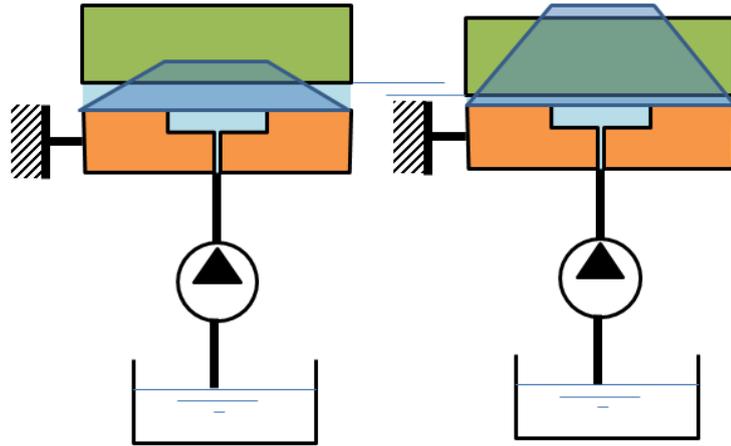


FIGURE 7.7 – Effet d'une variation d'épaisseur de film sur le champ de pression dans une butée hydrostatique.

La raideur du film s'exprime :

$$\lambda = -\frac{\partial W}{\partial h} = 3p_s S K_w h^2 K_Q \frac{K_c}{(h^3 K_Q + K_c)^2} \quad (7.17)$$

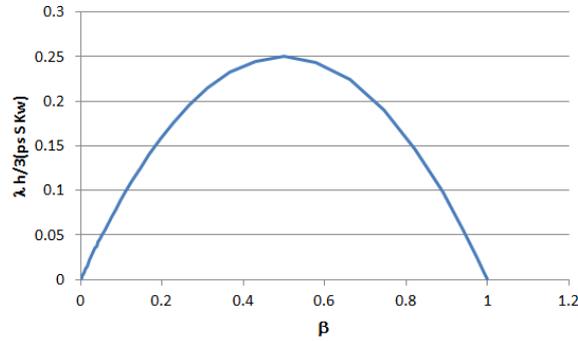
En introduisant le rapport des pressions $\beta = \frac{p_a}{p_s}$, il vient.

$$\lambda = 3 \frac{p_s S K_w}{h} \beta (1 - \beta) \quad (7.18)$$

La raideur λ est représentée en fonction de β sur la figure 7.8. Il existe un maximum de la raideur pour $\beta = 0.5$. On essaiera donc de faire fonctionner la butée à cette valeur.

Intéressons-nous au frottement, dans le cas où la surface supérieure est animée d'une vitesse U . La contrainte de cisaillement sur la paroi s'exprime :

$$\tau_{xz}(h) = -\frac{h}{2} \frac{dp}{dx} + \mu \frac{U}{h} \quad (7.19)$$

FIGURE 7.8 – Raideur de la butée en fonction du rapport des pressions $\beta = p_a/p_s$.

La force de frottement sur la première portée vaut :

$$F_x^+ = \int_0^a \tau_{xz} dx = \frac{h}{2} p_a + \mu \frac{U}{h} a \quad (7.20)$$

Sur la seconde portée, elle s'exprime :

$$F_x^- = \int_{-a}^0 \tau_{xz} dx = -\frac{h}{2} p_a + \mu \frac{U}{h} a \quad (7.21)$$

En supposant que la contrainte de cisaillement au droit de l'alvéole d'alimentation est négligeable car $e \gg h$, la force de frottement est la somme des deux forces précédentes soit :

$$F_x = F_x^+ + F_x^- = 2\mu \frac{U}{h} a \quad (7.22)$$

Si la vitesse de déplacement U est nulle, il est possible d'obtenir un frottement nul. Ceci n'est pas possible en régime hydrodynamique car une vitesse est nécessaire à la formation du film.

La butée que nous venons d'étudier présente un inconvénient. Elle ne peut supporter une charge nulle. Pour s'affranchir de cette limitation, il faut utiliser une butée double comme celle présentée sur la figure 7.9. Cette dernière peut en outre supportée des forces dans les deux sens (charges positives ou négatives). Les caractéristiques de la butée double sont une combinaison des caractéristiques de chaque butée. Les épaisseurs de film sont liées au jeu initial c :

$$h_1 + h_2 = c \quad (7.23)$$

Le débit est la somme des deux débits :

$$Q_1 + Q_2 = Q \quad (7.24)$$

La charge est la différence des portances :

$$W = W_1 - W_2 \quad (7.25)$$

En revanche les raideurs s'additionnent :

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 \quad (7.26)$$

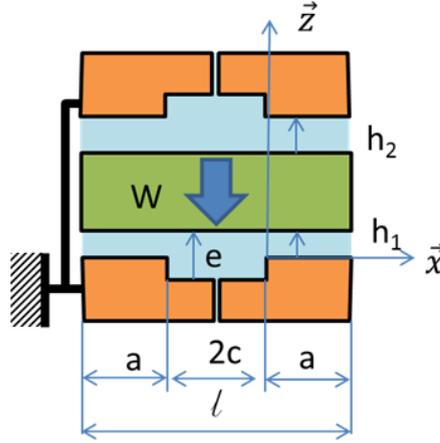


FIGURE 7.9 – Configuration de la butée hydrostatique double

7.3 Généralisation

Les formules établies précédemment dans le cas d'une butée 1D peuvent s'appliquer à des cas 2D si les largeurs des portées où s'établit le film mince sont faibles devant l'étendue des alvéoles [Nic]. Notons qu'il est préférable d'avoir plusieurs alvéoles qui permettent de supporter des charges excentrées. Les formules données dans la suite du chapitre sont basées sur l'article de Nicolas [Nic].

7.3.1 Formules générales

La portance s'exprime :

$$W = p_a S K_w = p_s \beta S K_w \quad (7.27)$$

Le débit dans le film est :

$$Q = \frac{p_a h^3}{\mu} K_Q = \frac{p_s \beta h^3}{\mu} K_Q \quad (7.28)$$

La raideur du film peut s'écrire :

$$\lambda = 3 \frac{p_s S K_w}{h} \beta (1 - \beta) \quad (7.29)$$

La rapport des pressions vaut :

$$\beta = \frac{p_a}{p_s} = \frac{K_c}{h^3 K_Q + K_c} \quad (7.30)$$

La puissance consommée par la pompe est le produit du débit par la pression de sortie soit :

$$P = Q p_s = Q_r p_s = \frac{K_c}{\mu} (p_s - p_a) p_s = \frac{K_c}{\mu} (1 - \beta) p_s^2 \quad (7.31)$$

Enfin le coefficient de débit d'un capillaire de diamètre d_c et de longueur ℓ_c s'exprime :

$$K_c = \frac{\pi d_c^4}{128 \ell_c} \quad (7.32)$$

Notons que pour que le tube respecte la loi d'écoulement d'un capillaire, il faut $\ell_c > 50d_c$. En cas d'utilisation d'un diaphragme, les formules se trouvent modifiées et le lecteur pourra se reporter à l'article de Nicolas [Nic].

7.3.2 Butée 1D

Pour la butée 1D étudiée précédemment, nous avons montré que :

$$S = L\ell \quad (7.33)$$

$$K_w = 1 - \frac{a}{\ell} \quad (7.34)$$

$$K_Q = \frac{L}{6a} \quad (7.35)$$

7.3.3 Butée plane à un ou quatre alvéoles identiques et centrés

La configuration du problème est présentée sur la figure 7.10.

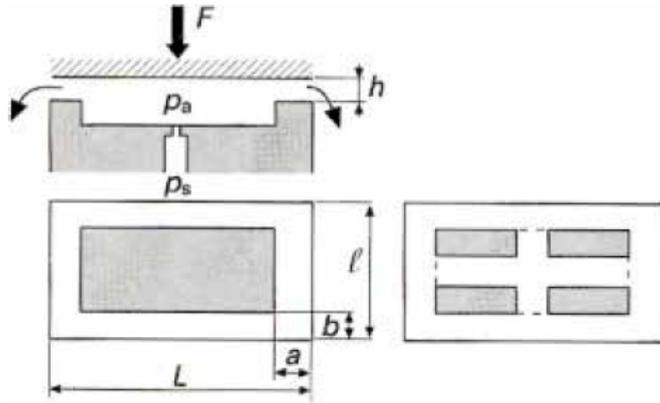


FIGURE 7.10 – Configuration d'une butée plane à un ou quatre alvéoles identiques et centrés [Nic].

$$S = L\ell \quad (7.36)$$

$$K_w = \frac{(L - a)(\ell - b)}{L\ell} \quad (7.37)$$

$$K_Q = \frac{1}{6} \left(\frac{L - a}{b} + \frac{\ell - b}{a} \right) \quad (7.38)$$

7.3.4 Butée plane circulaire

La configuration du problème est présentée sur la figure 7.11.

Butée à un alvéole central

$$S = \pi R_e^2 \quad (7.39)$$

$$K_w = \frac{1 - R_i^2/R_e^2}{2 \ln(R_e/R_i)} \quad (7.40)$$

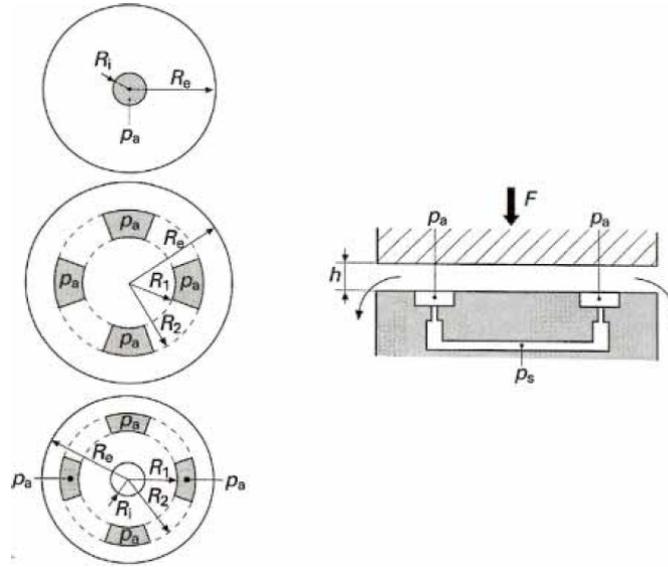


FIGURE 7.11 – Configuration d'une butée plane circulaire [Nic].

$$K_Q = \frac{\pi}{6 \ln(R_e/R_i)} \quad (7.41)$$

Butée à n alvéoles identiques

$$S = \pi R_e^2 \quad (7.42)$$

$$K_w = \frac{1 - R_2^2/R_e^2}{2 \ln(R_e/R_2)} \quad (7.43)$$

$$K_Q = \frac{\pi}{6 \ln(R_e/R_2)} \quad (7.44)$$

Butée à n alvéoles identiques et orifice central

$$S = \pi (R_e^2 - R_i^2) \quad (7.45)$$

$$K_w = \frac{1}{2 (R_e^2 - R_i^2)} \left[\frac{R_e^2 - R_2^2}{\ln(R_e/R_2)} - \frac{R_1^2 - R_i^2}{\ln(R_1/R_i)} \right] \quad (7.46)$$

$$K_Q = \frac{\pi}{6} \left[\frac{1}{\ln(R_e/R_2)} + \frac{1}{\ln(R_1/R_i)} \right] \quad (7.47)$$

7.3.5 Palier cylindrique à un ou quatre alvéoles identiques

La configuration du problème est présentée sur la figure 7.11.

$$S = LD \sin \Phi_e \quad (7.48)$$

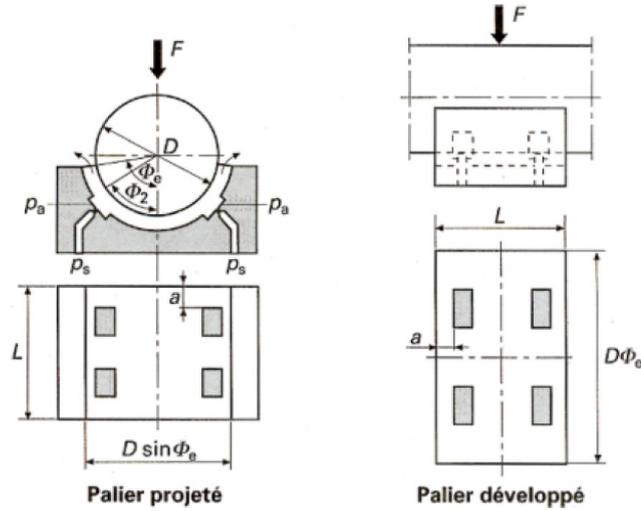


FIGURE 7.12 – Configuration d'une palier cylindrique [Nic].

$$K_w = \frac{(1 - a/L) (\sin \Phi_e + \sin \Phi_2)}{2 \sin \Phi_e} \quad (7.49)$$

$$K_Q = \frac{1}{3} \left[\frac{D L (\Phi_e + \Phi_2)}{4L a} + \frac{L (1 - a/L)}{D (\Phi_e - \Phi_2)} \right] \quad (7.50)$$

7.4 Réalisations pratiques

Les systèmes de guidages hydrostatiques présentent les caractéristiques suivantes :

- Ils sont utilisables pour de très fortes charges (la pression d'alimentation et les surfaces doivent être adaptées) ;
- Il est possible d'obtenir de très grande raideur (adapté aux guidages précis) ;
- Le frottement est théoriquement nul (ce qui permet un positionnement précis) ;
- Ils peuvent fonctionner sans vitesse relative ;
- Ils nécessitent un système hydraulique d'alimentation ;
- L'état de surface doit être adapté à l'épaisseur de film.

Chapitre 8

La lubrification élastohydrodynamique

8.1 Introduction

On parle de lubrification élastohydrodynamique (EHD) lorsque les surfaces sont séparées par un film de fluide visqueux dont la pression est générée par le mouvement relatif des surfaces qui se déforment élastiquement sous l'effet de la pression (figure 8.1). La lubrification EHD se produit principalement dans les contacts de faible étendue où les pressions peuvent atteindre le Giga Pascal (voir paragraphe 2.1). La figure 8.2 présente quelques exemples de contact pour lesquels le régime de lubrification est élastohydrodynamique. On y trouve les roulements, engrenages, cames, etc.

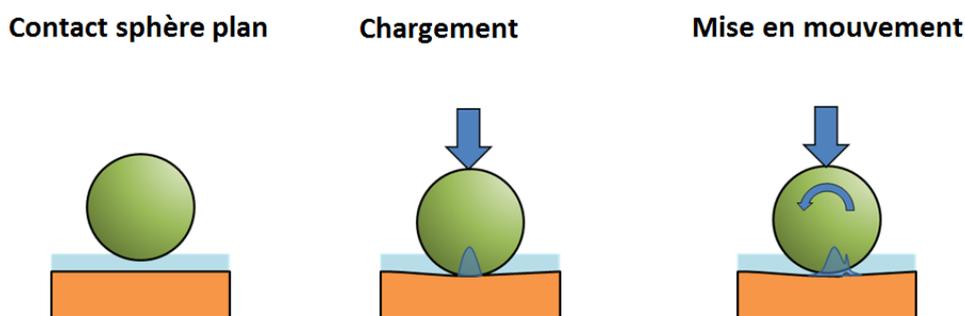


FIGURE 8.1 – Principe de la lubrification élastohydrodynamique

8.2 Modélisation du problème

Nous nous limiterons ici au cas du contact sphère plan. La configuration géométrique est présentée sur la figure 8.3. Le repère est attaché au point de contact entre les deux solides. Les vitesses des solides U_1 et U_2 sont définies par rapport à ce repère.

La pression dans le contact est gouvernée par l'équation de Reynolds qui, dans le cas d'un régime stationnaire et d'un fluide incompressible, se limite à :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6 (U_1 + U_2) \frac{\partial h}{\partial x} \quad (8.1)$$

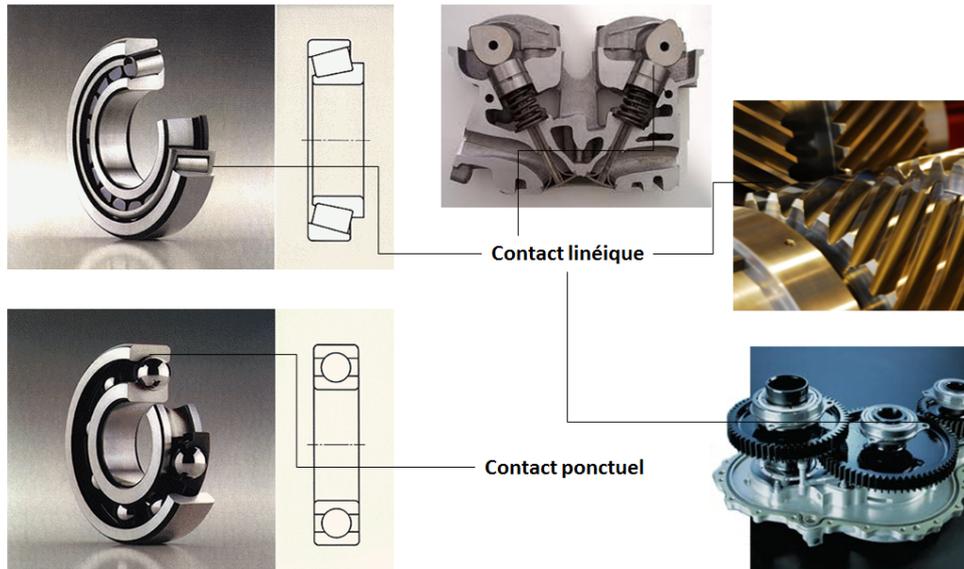


FIGURE 8.2 – Exemples de contact élastohydrodynamique

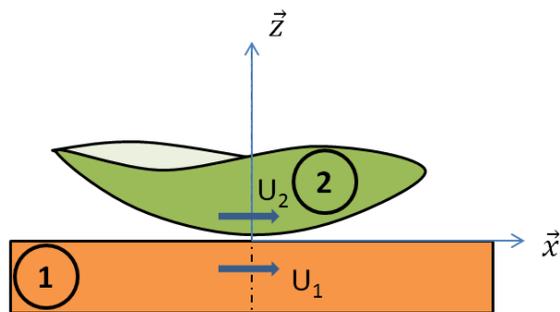


FIGURE 8.3 – Configuration du contact sphère plan en régime EHD

En outre, il faut tenir compte du fait que la viscosité du fluide va varier avec la pression. On parle d'effet piezo-visqueux. En utilisant la loi de Barus présentée dans le paragraphe 4.3.2, il vient :

$$\mu(p) = \mu_0 e^{\alpha p} \quad (8.2)$$

D'autre part, il est nécessaire de tenir compte du fait que l'épaisseur h de film va être affectée par la pression locale. La présentation des méthodes de calcul des déformations sort du cadre de ce cours. Le lecteur pourra se reporter à différents travaux [Joh85, Fra01].

8.2.1 Résultats numériques

Le problème précédent ne présente pas de solution analytique et doit être résolu par une approche numérique. La figure 8.4 présente des champs de pression dans un contact sphère plan en régime EHD pour une faible charge et une forte charge. En outre, l'effet de la piezo-viscosité (la dépendance de la viscosité à la pression) est également illustré. Pour la forte charge, la distribution de pression est proche de celle obtenue par la théorie de Hertz dans le cas du contact élastique sphère plan (voir paragraphe 2.1). Dans le cas d'une faible charge, le champ de pression est beaucoup plus étalé et n'est plus symétrique dans la direction d'écoulement x . L'effet piezo-visqueux conduit à la création d'un pic de pression très acéré en sortie de contact.

Les épaisseurs de film correspondant aux précédents champ de pression sont présentées sur la figure 8.5. Une forte charge conduit à une épaisseur quasiment constante dans la partie centrale du contact, contrairement aux cas à faibles charges. La présence d'un effet piezo-visqueux se traduit par la formation d'un bourrelet en sortie de contact. Ce bourrelet prend la forme d'un fer à cheval pour les fortes charges et forte piezo-viscosité.

8.2.2 Comparaison à l'expérience

De nombreux travaux ont été consacrés à l'analyse expérimentale des contacts en régime de lubrification EHD. L'interférométrie optique a été couramment utilisée pour mesurer l'épaisseur de film dans des contacts après avoir remplacé le plan par un disque de verre (voir figure 8.6). Un exemple de résultat est présenté sur la figure 8.7. On identifie clairement la zone en forme de fer à cheval à l'extrémité de la zone de contact. Les mesures ont permis de valider les calculs numériques réalisés.

8.3 Les différents régimes de lubrification

Hamrock et Dowson [HD81] ont réalisés un grand nombre de simulations de contact sphère plan sous différentes conditions. Ils ont pu montrer que le problème dépend d'un nombre limité de paramètres sans dimension. Ils ont défini le paramètre de charge :

$$W = \frac{F}{E' R^2} \quad (8.3)$$

Ils ont également introduit un paramètre hydrodynamique :

$$U = \frac{\mu_0 (U_1 + U_2)}{2E' R} \quad (8.4)$$

Enfin, ils ont utilisé un paramètre piezo-visqueux :

$$G = \alpha E' \quad (8.5)$$

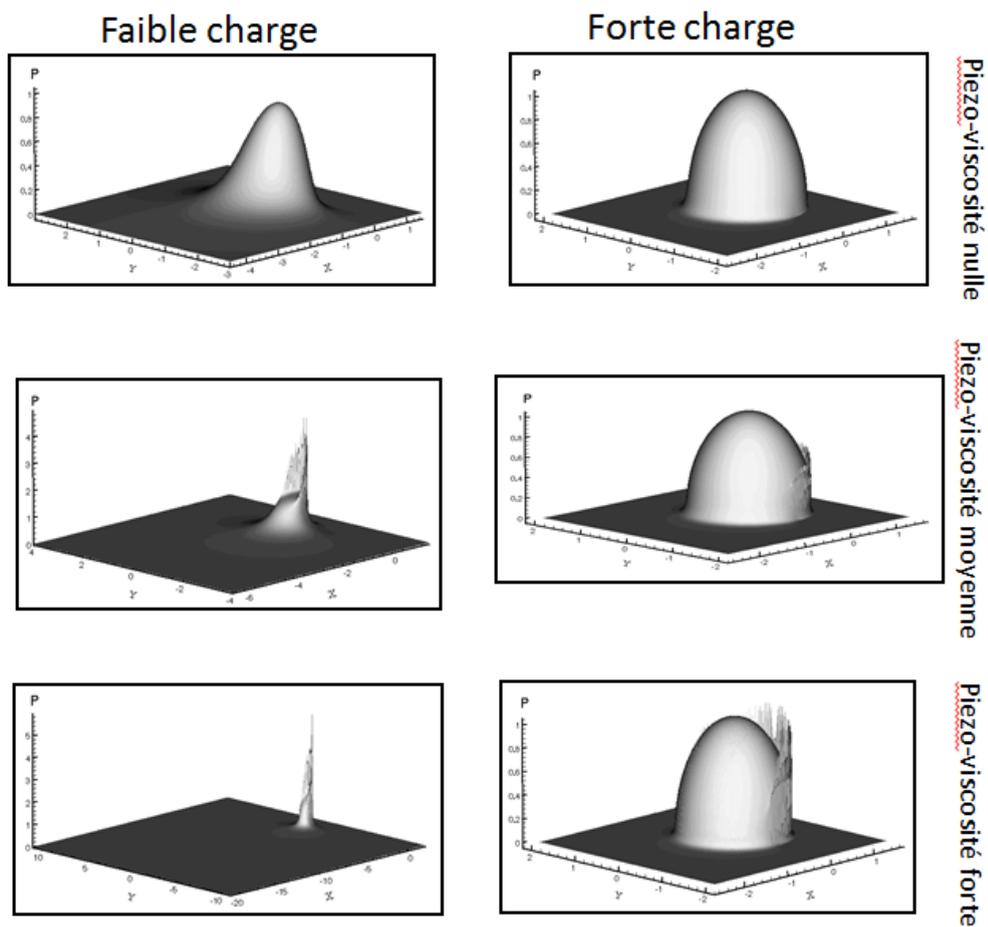


FIGURE 8.4 – Effet de la charge et de la piezo-viscosité sur le champ de pression dans un contact sphère plan lubrifié [Fra01]

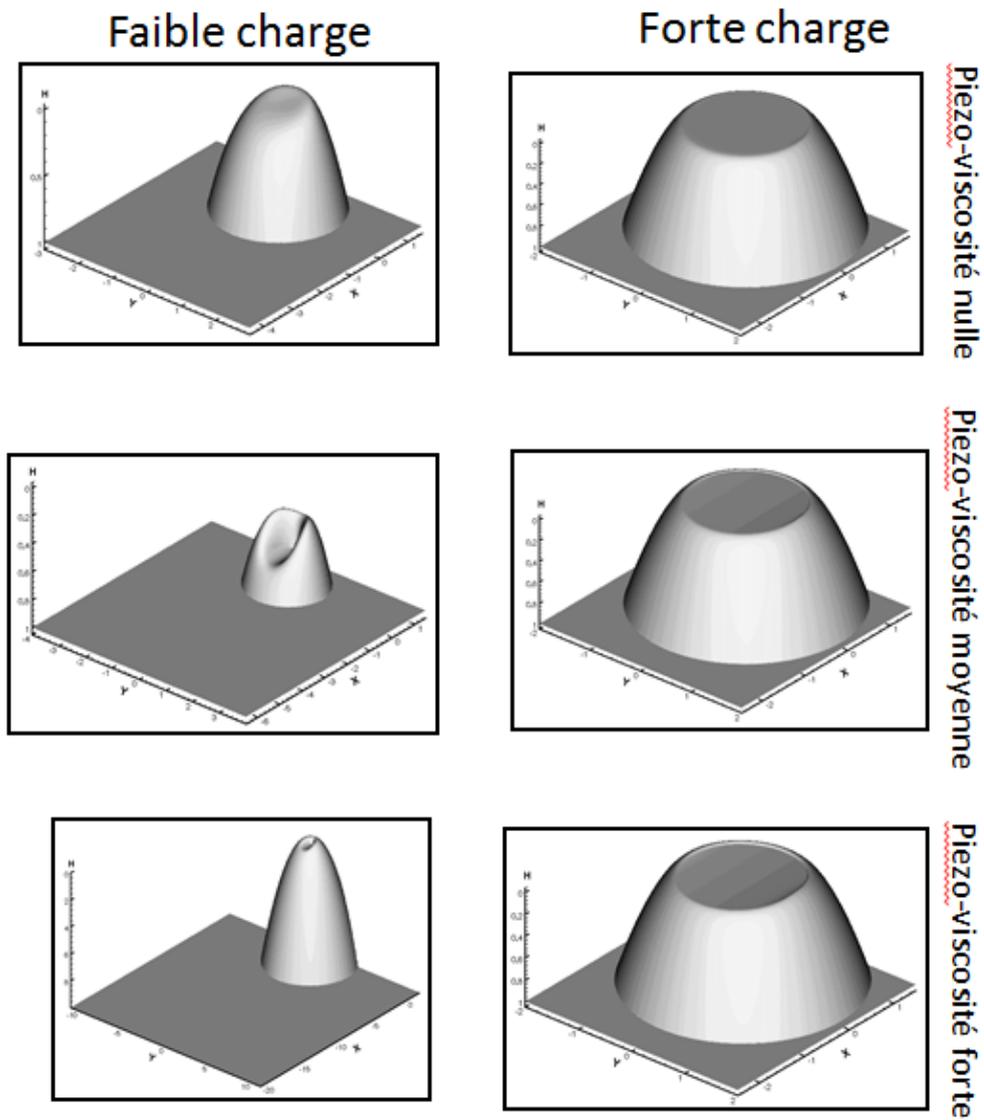


FIGURE 8.5 – Effet de la charge et de la piezo-viscosité sur l'épaisseur du film lubrifiant (en échelle inversée) dans un contact sphère plan [Fra01]

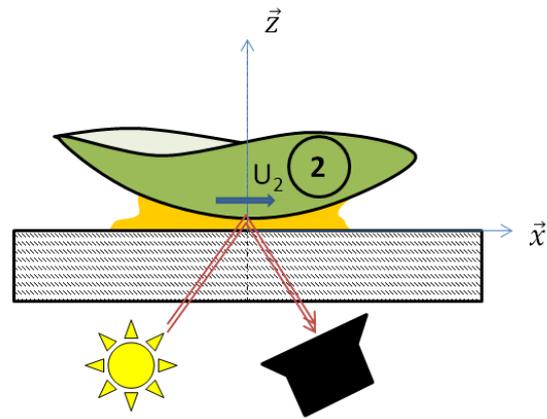


FIGURE 8.6 – Principe de la mesure d'épaisseur de film par interférométrie dans un contact EHD

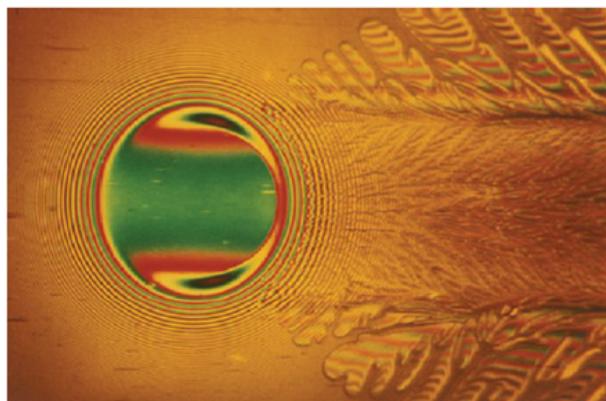


FIGURE 8.7 – Exemple d'interférogramme dans un contact sphère plan en régime de lubrification EHD

Ici E' est le module élastique équivalent utilisé en mécanique des contacts (voir chapitre 2) :

$$E' = \frac{2}{\frac{1-\nu_a^2}{E_a} + \frac{1-\nu_b^2}{E_b}} \quad (8.6)$$

A partir de leurs simulation, ils ont montré que l'épaisseur de film sans dimension dépend uniquement de deux paramètres sans dimensions qui sont une combinaison de W , U et G . L'épaisseur sans dimension s'exprime :

$$\hat{H} = \frac{hW^2}{RU^2} \quad (8.7)$$

Les deux paramètres sont le paramètre élastique :

$$g_E = \frac{W^{8/3}}{U^2} \quad (8.8)$$

et le paramètre piezovisqueux :

$$g_V = \frac{GW^3}{U^2} \quad (8.9)$$

Leurs calculs ont montré qu'il existe quatre régimes distincts de lubrification pour lesquels ils ont obtenu une relation entre le l'épaisseur de film et les paramètres g_E et g_V :

Le régime isovisqueux rigide La pression est trop faible pour modifier la viscosité ou produire des déformations :

$$\hat{H}_{min} = 140$$

Le régime piezovisqueux rigide il y a une modification significative de la viscosité mais les déformations élastiques restent négligeables :

$$\hat{H}_{min} = 0.819g_V^{2/3}$$

Le régime isovisqueux élastique les variations de viscosité sont négligeables mais les déformations élastiques sont significatives :

$$\hat{H}_{min} = 3.276g_E^{0.67}$$

Le régime piezovisqueux élastique La pression est suffisamment élevée pour modifier la viscosité et produire des déformations :

$$\hat{H}_{min} = 1.687g_V^{0.49}g_E^{0.17}$$

La figure 8.8 présente la localisation des régimes de lubrification en fonction des valeurs des paramètres élastique g_E et visqueux g_V . D'une manière générale, connaissant les valeurs de g_E et g_V , le régime correspondant est celui qui conduit à l'épaisseur maximale de film.

Pour le régime piezovisqueux élastique, il est intéressant d'exprimer l'épaisseur réelle de film en fonction des paramètres dimensionnés. Il vient :

$$h_{min} = 1.687\alpha^{1/2}E'^{-1/9}F^{-1/18}\mu_0^{2/3}\left(\frac{U_1 + U_2}{2}\right)^{2/3}R^{8/18} \quad (8.10)$$

Pour ce régime l'épaisseur de film est très peu sensible à la charge appliquée comme le montre la faible puissance du terme de force F .

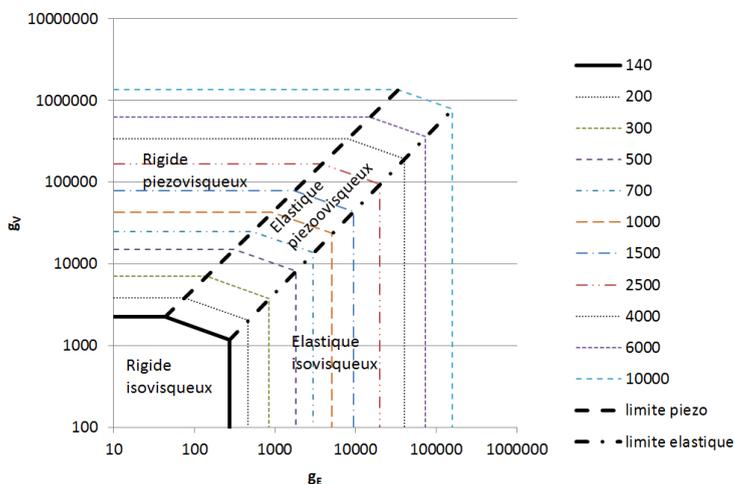


FIGURE 8.8 – Epaisseur minimale de film et les différents régimes de lubrification EHD en fonction des paramètres élastique g_E et visqueux g_V , d'après [HD81].

8.4 Réalisations pratiques

Pour les contact localisés fonctionnant en régime de lubrification EHD, il est important de respecter quelques règles de conception :

- Les épaisseurs de film sont généralement inférieur au micron ce qui nécessite un excellent état de surface des deux solides.
- Les très fortes pressions impliquent l'utilisation de matériau à forte limite élastique.
- Le film ne peut se former que si les vitesses sont non-nulles. Les démarrages, inversions de vitesse sont des périodes critiques pour le contact. Il peut y avoir rupture du film. Des arrêts et démarrages répétés peuvent nécessiter d'utiliser des surfaces revêtues ou des lubrifiants adaptés.

Chapitre 9

Lubrification par un gaz

9.1 Introduction

Il est possible d'utiliser un gaz comme lubrifiant. Cependant, les très mauvaises caractéristiques lubrifiantes des gaz proscrirent leur utilisation en régime mixte ou limite. Pour utiliser un gaz, il faut s'assurer qu'il existe toujours un film qu'il soit aérodynamique, c'est à dire généré par une vitesse ou aérostatique, c'est-à-dire généré par une source extérieure de pression.

La figure 9.1 présente des exemples de paliers et butées pour lesquels la séparation des surfaces est assurée par un film d'air. Le film peut être créé par le mouvement des surfaces (lubrification aérodynamique). Dans ce cas, il est courant d'utiliser des surfaces rainurées.

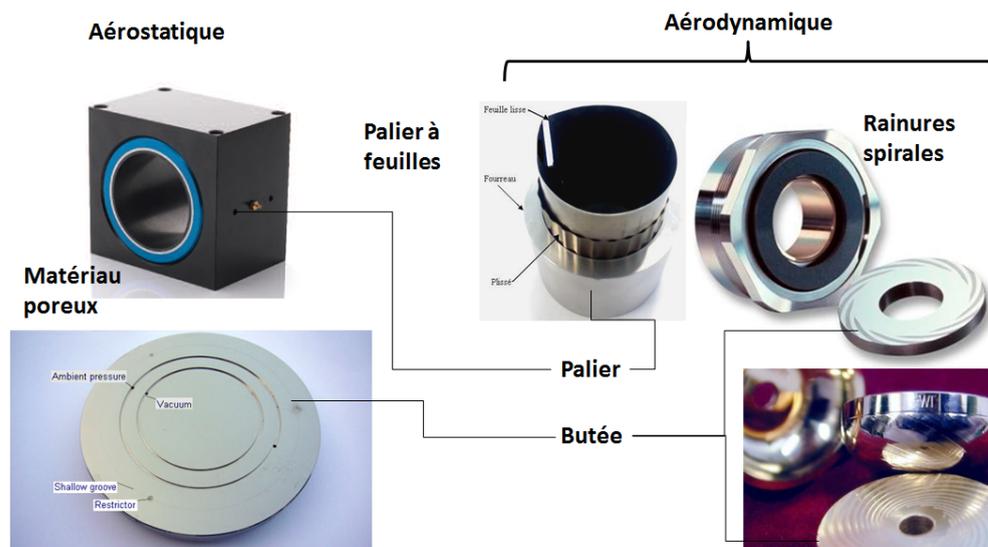


FIGURE 9.1 – Exemples de paliers et butées aérostatiques et aérodynamiques.

La lubrification à air est utilisée dans les applications où de grandes vitesses sont atteintes. L'air est intéressant pour les applications où un niveau de propreté élevé est requis. Enfin, la lubrification à air est retenue pour les applications à faible frottement. On les trouve naturellement sur les guidages de systèmes de métrologie. La figure 9.2 présente des exemples d'applications.

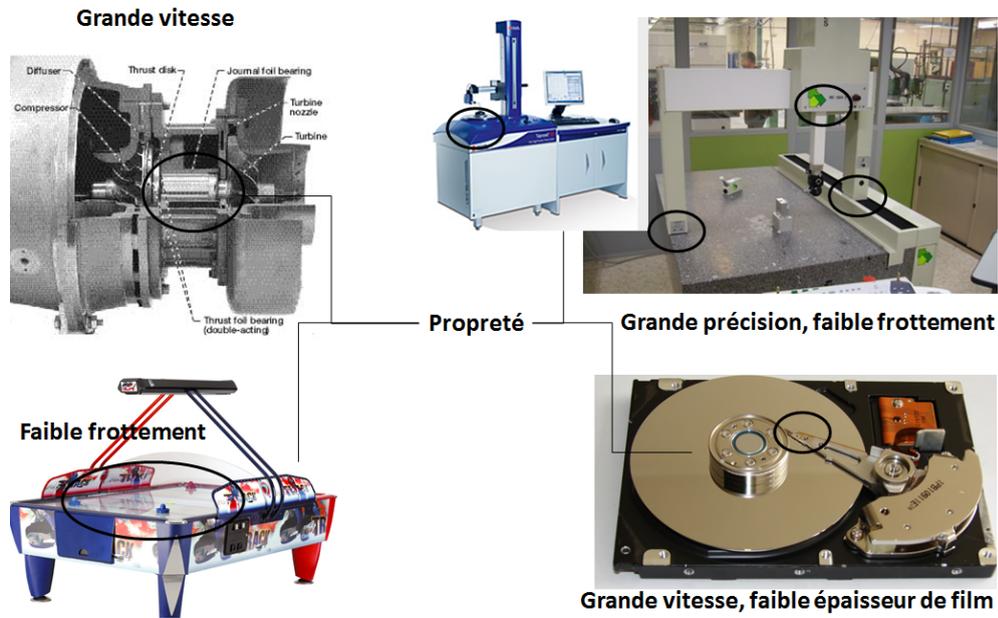


FIGURE 9.2 – Exemples d’applications de paliers et butées à air.

9.2 Loi de comportement du gaz

Dans la majorité des cas, le comportement du gaz peut être décrit par la loi des gaz parfaits :

$$p = \rho \frac{\mathfrak{R}}{m} T \quad (9.1)$$

où \mathfrak{R} est la constante universelle des gaz et m la masse molaire du gaz étudié. p est ici la pression absolue et T la température en K . Comme les frottements visqueux induit par l’air ou le gaz sont faibles, il est courant de considérer l’écoulement comme isotherme soit :

$$p = k\rho \quad (9.2)$$

Dans ce cas, la pression et la masse volumique sont proportionnelles. Même si cela permet de simplifier le problème, ce dernier est fortement non-linéaire. Pour la suite du chapitre nous noterons P_a la pression atmosphérique qui est bien sûr différente de zéro lorsqu’on travaille en échelle absolue.

9.3 Lubrification aérodynamique

Intéressons-nous au cas particulier du patin échelon ou patin de Rayleigh présenté sur la figure 9.3. L’équation de Reynolds pour un tel problème se réduit à :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{ph^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 6Uh \frac{\partial p}{\partial x} \quad (9.3)$$

Les paramètres du problème peuvent être mis sous forme non-dimensionnée :

$$\bar{p} = \frac{p}{P_a} \quad \bar{x} = \frac{x}{L} \quad \bar{h} = \frac{h}{h_o} \quad (9.4)$$

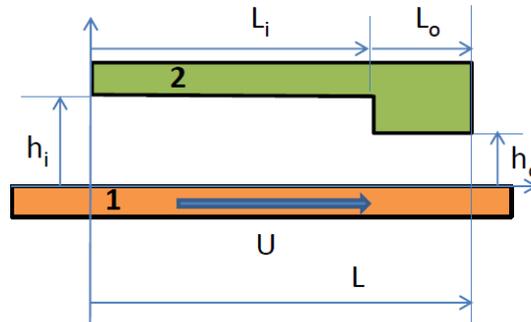


FIGURE 9.3 – Configuration d’un patin de Rayleigh

L’équation de Reynolds prend alors la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{p} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \right) = \frac{\Lambda}{h^2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (9.5)$$

L’amplitude du terme aérodynamique est contrôlé par un paramètre de compressibilité :

$$\Lambda = \frac{6\mu U}{P_a h_o^2} \quad (9.6)$$

L’équation de Reynolds peut être résolue de manière numérique. On obtient alors les profils de pression présentés sur la figure 9.4. Si le fluide était incompressible, on aurait deux distributions linéaires avec un maximum au niveau de la discontinuité. L’amplitude de ce maximum serait proportionnel à la vitesse. Dans le cas d’un fluide compressible, les profils ne sont pas linéaires et la pression n’augmente pas proportionnellement avec la vitesse. Au contraire, il existe une limite physique correspond au cas $\Lambda \mapsto \infty$. Dans cette situation, la pression maximale vaut $\frac{P_a h_i}{h_o}$. Par ailleurs il existe une autre limite qui n’est pas mise en évidence par l’équation de Reynolds. En effet, il est possible d’atteindre la vitesse du son, ce qui n’est pas souhaitable.

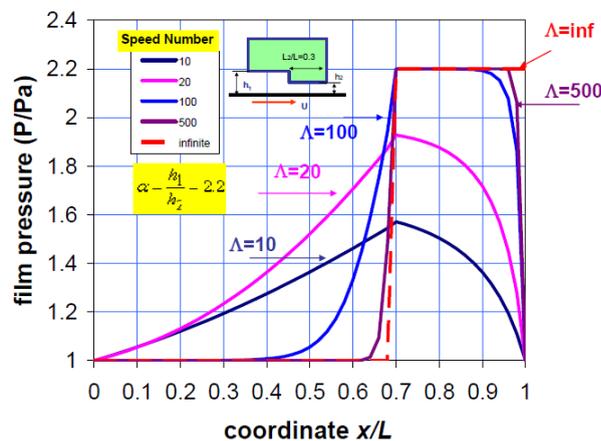


FIGURE 9.4 – Profil de pression dans un patin de Rayleigh pour différentes valeurs du nombre de compressibilité Λ [SA]

La figure 9.5 présente des champs de pression obtenus pour une butée à air à rainures spirales (la partie bleue correspond à la rainure creusée dans la surface). Chaque distribu-

tion de pression correspond à un accroissement d'un facteur dix de la vitesse de rotation et donc de Λ . On observe clairement que la pression moyenne dans un secteur n'augmente pas proportionnellement à la vitesse et tend à stagner à partir d'un certain seuil de vitesse.

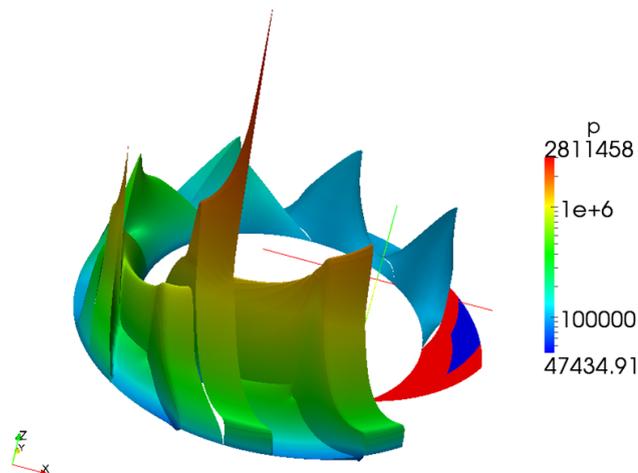


FIGURE 9.5 – Distribution de pression dans une section d'une butée à air pour différentes valeurs du nombre de compressibilité Λ .

L'intégrale du champ de pression correspond à la portance W . L'évolution de cette portance est présentée en fonction du nombre de compressibilité sur la figure 9.6. L'augmentation de la portance est très nettement ralentie lorsque $\Lambda > 10^6$.

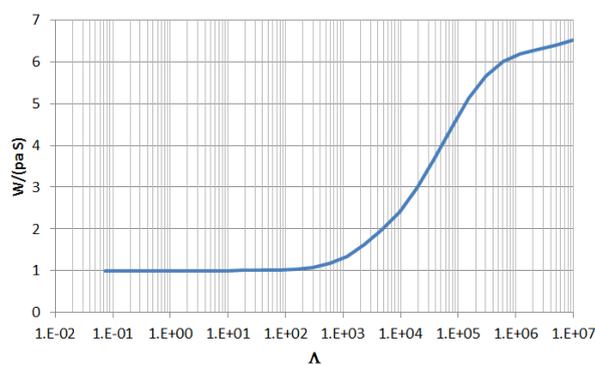


FIGURE 9.6 – Portance d'une butée à air en fonction du nombre de compressibilité Λ .

9.4 Lubrification aérostatique

Il est possible d'utiliser de l'air sous pression pour séparer deux surfaces. On parle alors de lubrification aérostatique. Toutefois il existe quelques différences par rapport au cas de la lubrification hydrostatique (avec des fluides incompressibles) présentée dans le chapitre 7.

Intéressons-nous au cas de la butée unidimensionnelle de la figure 9.7. Nous supposons que :

- L'épaisseur de film h est constante ;
- Le régime est stationnaire ;

- Les faces sont immobiles ;
- L'alvéole est profonde devant l'épaisseur du film soit $e \gg h$;
- La pression dans l'alvéole est constante et égale à p_0

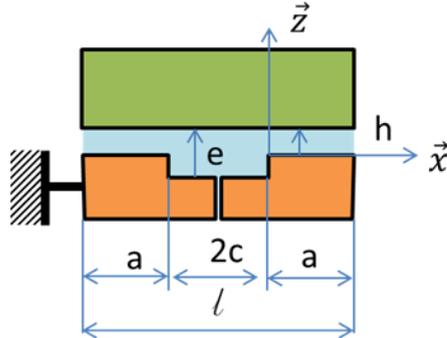


FIGURE 9.7 – Configuration de la butée aérostatique.

L'équation de Reynolds s'exprime alors :

$$\frac{d}{dx} \left(p \frac{dp}{dx} \right) = 0 \quad (9.7)$$

Elle peut prendre la forme :

$$\frac{d^2 p^2}{dx^2} = 0 \quad (9.8)$$

On peut alors facilement trouver l'expression de p^2 puis de p :

$$p(x) = p_0 \sqrt{1 - \frac{x}{a} \left(1 - \frac{p_a^2}{p_0^2} \right)} \quad (9.9)$$

Pour la suite, on notera $\alpha = \frac{p_a}{p_0}$ le rapport de la pression atmosphérique sur la pression dans l'alvéole. La pression s'exprime alors :

$$p(x) = p_0 \sqrt{1 - \frac{x}{a} (1 - \alpha^2)} \quad (9.10)$$

La figure 9.8 présente l'allure du profil de pression sur une demi-portée pour différentes valeurs de α . Plus le rapport des pressions est grand, moins le profil est linéaire.

En intégrant la pression, on peut calculer la portance :

$$W = L \int_0^a p dx - Lap_a \quad (9.11)$$

On en déduit :

$$W = Lap_0 \frac{2}{3(1 - \alpha^2)} (1 - \alpha^3) - Lap_a = Lap_a \left(\frac{2}{3\alpha(1 - \alpha^2)} (1 - \alpha^3) - 1 \right) \quad (9.12)$$

Le rapport des pressions α a un impact direct sur la portance générée (figure 9.9). Lorsque que ce rapport tend vers 1, on retrouve une portance adimensionnée de 0.5, comme dans le cas d'un fluide incompressible.

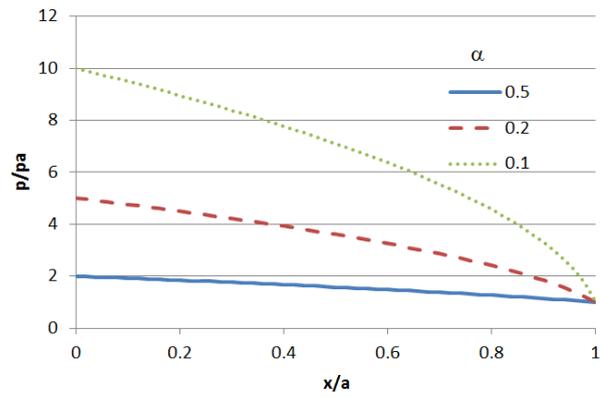
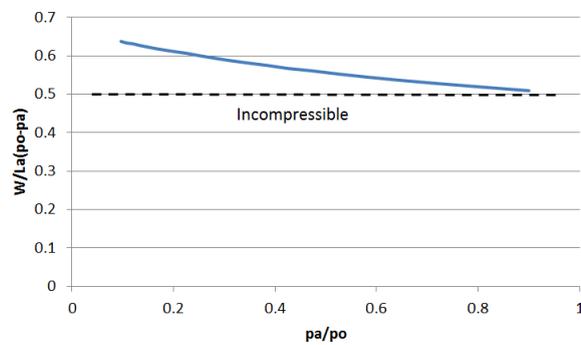
FIGURE 9.8 – Profils de pression sur une demi-portée pour différentes valeurs de α .

FIGURE 9.9 – Influence du rapport des pressions sur la portance sur une demi-portée.

La portance est indépendante de l'épaisseur du film. Pour que le système ait une raideur non-nulle, il est nécessaire d'ajouter une résistance aérolitique qui va lier le débit d'air à la pression dans l'alvéole. Le débit au travers du film s'exprime :

$$\dot{m} = \frac{p_0^2}{r_g T} \frac{Lh^3}{6\mu} (1 - \alpha^2) \quad (9.13)$$

Supposons que la résistance soit un capillaire. Le débit d'alimentation de l'alvéole vaut :

$$\dot{m}_c = \frac{K_c}{\mu r_g T} (p_s^2 - p_0^2) = p_0^2 \frac{K_c}{\mu r_g T} \left(\frac{p_s^2}{p_a^2} \alpha^2 - 1 \right) \quad (9.14)$$

avec le coefficient de résistance :

$$K_c = \frac{\pi d_c^4}{128 \ell_c} \quad (9.15)$$

où ℓ_c est la longueur du capillaire et d_c son diamètre. Les deux débits devant être égaux, le rapport des pressions α peut alors être calculé :

$$\alpha = \sqrt{\frac{1 + \frac{Lh^3}{6K_c}}{\frac{p_s^2}{p_a^2} + \frac{Lh^3}{6K_c}}} \quad (9.16)$$

Comme α dépend de l'épaisseur de film h , la portance devient fonction de h comme l'illustre la figure 9.10. La butée a maintenant une raideur et il existe une zone pour laquelle la raideur est maximale. Cette valeur dépend du rapport de la pression d'alimentation p_s sur la pression atmosphérique p_a .

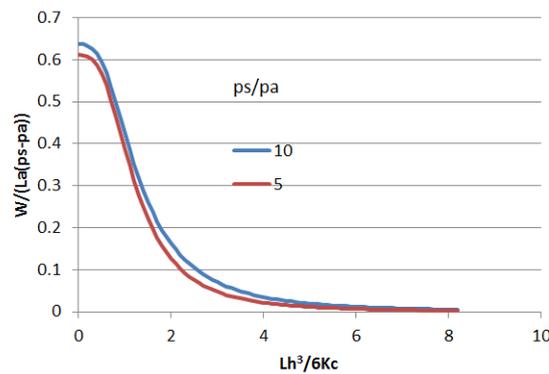


FIGURE 9.10 – Évolution de la portance d'une butée aérostatique alimentée par un capillaire en fonction de l'épaisseur du film d'air.

L'alimentation des butées à air peut se faire de différentes manières. Il est possible de réaliser une restriction débitant directement dans le film (figure 9.11 a). Il est courant d'utiliser des matériaux poreux qui permettant de distribuer la pression sur toute la surface tout en assurant une résistance à l'écoulement (figure 9.11 b).

9.5 Réalisation pratique

Les systèmes de guidages à air présentent les caractéristiques suivantes :

- Ils sont utilisables pour de charges limitées (la pression spécifique ne dépasse pas un à quelques bars, ce qui correspond à la pression des réseaux d'air comprimé) ;

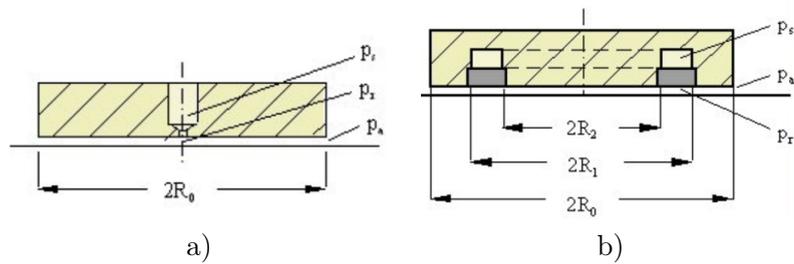


FIGURE 9.11 – Exemples de technique d'alimentation de butée à air : a) Orifice inhérent, b) Matériau poreux (source : <http://http://www.tribology-abc.com>).

- Il est possible d'obtenir de très faible frottement et des raideurs élevées (adapté aux guidages précis) ;
- Ils peuvent fonctionner sans vitesse relative pour les systèmes aérostatiques ou, au contraire, à très grande vitesse pour les systèmes aérodynamiques ;
- La vitesse du fluide ne peut pas dépasser la vitesse de son, ce qui peut conduire à des limites de fonctionnement ;
- L'état de surface doit être adapté à l'épaisseur de film.

Bibliographie

- [Arc53] J.F. Archard. Contact and rubbing of flat surfaces. *Journal of Applied Physics*, 24 :981–988, 1953.
- [Aye97] J. Aye. Lubrifiants - propriétés et caractéristiques. In *Techniques de l'Ingénieur*. 1997.
- [Bhu02] B. Bhushan. *Introduction to Tribology*. John Wiley & Sons, 2002.
- [Bou03] J. Bouyer. *Étude des performances thermoélastohydrodynamiques de paliers soumis à des conditions sévères*. PhD thesis, University of Poitiers, 2003.
- [BV14] M. Banjac and S. Vencl, A. Otovic. Friction and wear processes - thermodynamic approach. *Tribology in Industry*, 36(4) :341–347, 2014.
- [CD98] A. Cornet and J-P. Deville. *Physique et Ingénierie des Surfaces*. Monographie de Matériologie. EDP Sciences, Les Ulis, France, 1998.
- [Clé09] Henry Cléménçon. Abc du graissage. Technical report, Castrol (Switzerland) AG, 2009.
- [Cze12] F. Czerwinski. *Heat Treatments - Conventional and Novels Applications*, chapter 5 - Thermochemical Treatment of Metals, pages 73–112. Intech, 2012.
- [DK94] JamesH. Dieterich and BrianD. Kilgore. Direct observation of frictional contacts : New insights for state-dependent properties. *pure and applied geophysics*, 143(1-3) :283–302, 1994.
- [Dow98] D. Dowson. *History of Tribology*. 2nd edition, 1998.
- [Dup05] M. Dupeux. *Aide-Mémoire Sciences des Matériaux*. Dunod, Paris, 2005.
- [Flo75] L. Floberg. Cavitation boundary conditions with regard to the number of streamer and tensile strength of the liquid. In *Proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium*, pages 31–35, 1975.
- [FND⁺90] J. Frêne, D. Nicolas, B. Degueurce, D. Berthe, and M. Godet. *Lubrication Hydrodynamique - Paliers et Butées*. Eyrolles, Paris, 1990.
- [Frêa] J. Frêne. Butées et paliers hydrodynamiques. In *Techniques de l'Ingénieur*, number b5320.
- [Frêb] J. Frêne. *Cours de Lubrification*. Université pour tous.
- [Fra01] A. Francisco. *Etude tridimensionnelle du contact Elastohydrodynamique cylindre - plan. Application au carbure de silicium en frottement dans l'eau*. PhD thesis, University of Poitiers, 2001.
- [Gra08] R. Gras. *Tribologie - Principes et Solutions Industrielles*. Mécanique et Matériaux. Dunod, Paris, 2008.
- [GW66] J. A. Greenwood and J. B. P. Williamson. Contact of nominally flat surfaces. *Proceedings of the Royal Society (London)*, A295 :300–319, 1966.

- [HAE12] K. Holmberg, P. Andersson, and A. Erdemir. Global energy consumption due to friction in passenger cars. *Tribology International*, 47 :221–234, 2012.
- [HD81] B. Hamrock and D. Dowson. *Ball Bearing Lubrication - The Elastohydrodynamics of Elliptical Contacts*. Wiley, New York, USA, 1981.
- [IDSBLC] G. Inglebert, T. Da Silva Botelho, and I. Lemaire Caron. Théorie du contact de hertz - contacts ponctuels ou linéiques. In *Techniques de l'Ingénieur*, number TRI 200, page 12.
- [Joh85] K.L. Johnson. *Contact Mechanics*. Cambridge University Presse, Cambridge, UK, 1985.
- [Mat08] M.C. Mate. *Tribology on the Small Scale - A Bottom Up Approach to Friction, Lubrication and Wear*. Mesoscopic Physics and Nanotechnology. Oxford University Press, Oxford, 2008.
- [MSY⁺15] Anirban Mahato, NarayanK. Sundaram, Ho Yeung, Michael Lukitsch, AnilK. Sachdev, and Srinivasan Chandrasekar. Quantitative in situ analysis of deformation in sliding metals : Effect of initial strain state. *Tribology Letters*, 60(3), 2015.
- [Nic] D. Nicolas. Butées et paliers hydrostatiques. In *Techniques de l'Ingénieur*, number b5325.
- [Nos10] M. Nosonovsky. Entropy in tribology : in the search for applications. *Entropy*, 12 :1345–1390, 2010.
- [PACD12] C. Putignano, L. Afferante, G. Carbone, and G. Demelio. The influence of the statistical properties of self-affine surfaces in elastic contacts : A numerical investigation. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 60 :973–982, 2012.
- [Pha14] M. Phadke. The global lubricants market : Quality bonanza ahead? *Tribology & Lubrication Technology*, 70(6) :24–31, June 2014.
- [Rey86] O. Reynolds. On the theory of lubrication and its application to mr. beauchamp tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 177 :157–234, 1886.
- [Riz97] S.Q.A. Rizvi. *Tribology Data Handbook*, chapter Additives - Chemistry and Testing, pages 117–135. CRC Press, Boca Raton, 1997.
- [SA] L. San Andres. *Notes 15 - Gas Film Lubrication*. Texas A&M University.
- [Sta05] G.W. Stachowiak. *Wear - Materials, mechanisms and practice*. Tribology in practice series. Wiley, Hokoben, NJ, USA, 2005.
- [WC13] Q.J. Wang and Y-W. Chung, editors. *Encyclopedia of Tribology*. Springer, 2013.
- [Whi03] D.J. Whitehouse. *Handbook of Surface and Nanometrology*. IOP Publishing, 2003.