

---

## CONTACT ENTRE DEUX SOLIDES. FROTTEMENT.

---

### Niveau

### Commentaires du jury

- 2017 : Cette leçon gagne beaucoup à être illustrée par des exemples concrets maîtrisés.
- 2016 : Cette leçon est l'occasion d'appliquer les lois de la mécanique du solide.
- 2015 : Cette leçon est souvent présentée à un niveau trop élémentaire. La compréhension des aspects microscopiques en jeu est appréciée par le jury. Jusqu'en 2013, le titre était : Contact entre deux solides. Frottement de glissement. Applications au glissement et au roulement.
- 2012 : Les candidats sont invités à réfléchir sur la notion de contact ponctuel et à la réalité microscopique de ce contact. Il peut être intéressant d'illustrer et discuter la différence entre coefficients de frottement statique et dynamique.
- 2009, 2010 : Il importe de distinguer le cas du contact ponctuel et celui du contact étendu sur une surface. La distinction de nature entre les deux lois de Coulomb : condition nécessaire de non glissement et loi du frottement de glissement, n'est pas suffisamment dégagée. Les phénomènes d'hystérésis associés au frottement solide sont oubliés.
- 2008 : L'approche énergétique du contact doit être développée. Le roulement est trop rarement abordé. Il convient de s'interroger sur les passages entre les différents régimes de glissement et de non glissement.
- 1998 : Les candidats sont invités à ne pas restreindre leurs exemples à des mouvements de translation. Il est rappelé que la loi d'Amontons, à savoir que la force de friction ne dépend que de la charge et non de l'aire du contact, est au moins aussi importante que les lois de Coulomb.

### Bibliographie

- Annuaire lien
- Violons lien
- Sur la différence entre frottement solide et statique : lien
- BUP :lien
- BUP lien
- Hprepa MPSI/PTSI/PCSI Mécanique Brébec

### pré-requis

- Mécanique du solide.
- Composition des vitesses.
- Notion de contrainte ?

### Expériences

—

### Table des matières

<b>1</b>	<b>contact entre 2 solides</b>	<b>2</b>
1.1	Approche macroscopique : Cinématique . . . . .	2

1.2	Dynamique . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Lois phénoménologiques</b>	<b>4</b>
2.1	Lois d'Amontou Coulomb . . . . .	4
2.2	Description microscopique . . . . .	6
2.3	Aspect énergétique . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Application</b>	<b>7</b>
3.1	En pratique : Le cône de frottement . . . . .	7
3.1.1	L'arc-boutement . . . . .	8
3.2	Version horizontale (alternative) . . . . .	9
3.3	Stick-Slip ou collé glissé . . . . .	9

## Introduction

Les frottements sont inhérents à tout mouvement en physique du solide. Que se soit contre nous (frottement pour faire coulisser la glissière d'un tiroir) ou pour nous (ce sont les frottement aux sol qui nous permettent d'avancer en marchant!). Nous allons ici présenter les loi D'Amontou-Coulomb et les illustrer sur différents exemple.

### Historique :

- Galilé (1564-1642) Identifie le frottement
- Descartes (1596-1650) : Etudie les chocs
- De Vinci et Amontou redécouvrent les premières lois du glissement (indépendant de la taille de la surface, proportionnel à la pression normale, coefficient de frottement environ égal à 1/3)
- Coulomb (1737-1806) : Cadre mathématique

## 1 contact entre 2 solides

### 1.1 Approche macroscopique : Cinématique

Quand on parle de frottement entre deux solides on considère à l'échelle macroscopique, une surface en contact avec une autre : On peut ainsi imaginer 3 type de contact. Nous notons que les deux derniers sont des modélisations,

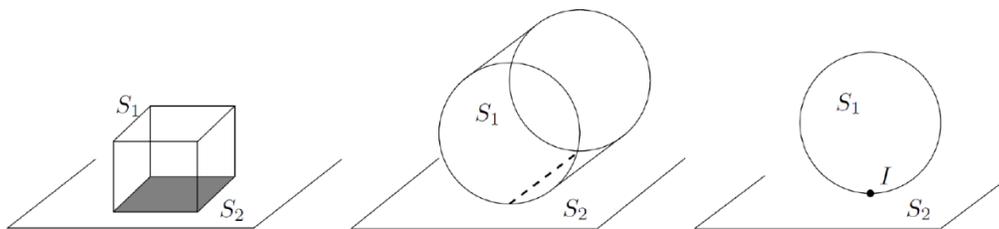


FIGURE 1 – Contact surfacique, linéique et ponctuel

on a toujours une surface de contact à cause de la déformation des solides. On se place dans toute la leçon dans le référentiel du laboratoire, supposé galiléen, et on considère le cas de deux solides en contact (que ce soit surfacique, linéique ou ponctuel). Pour bien comprendre ce que l'on va faire il faut être capable de bien décrire ce systèmes des deux solides  $\Sigma_1$  et  $\Sigma_2$ . Pour cela on considère  $I$  un point de contact.  $I$  représente un point de l'espace où les deux solide se touchent. Cependant il faut bien faire la différence entre  $I$  et  $I_1$  : le point appartenant à  $\Sigma_1$  et coïncidant à l'instant  $t$  avec  $I$ . on définit de même  $I_2 \in \Sigma_2$ . Il faut bien comprendre que  $I_1$  et  $I_2$  sont attachés à leurs solides respectifs.

Ces trois points on des trajectoires et des vitesses *a priori* différentes et on cela nous permet de définir la vitesse du glissement  $\vec{v}_g$  au point  $I$  qui caractérise le glissement entre les deux solides :

$$\vec{v}_g(\Sigma_1/\Sigma_2 = \vec{v}(I_1/R) - \vec{v}(I_2/R)$$

Cette vitesse est indépendante du référentiel et permet de déterminer si les deux solides glissent ( $\vec{v}_g \neq \vec{0}$ ) ou non ( $\vec{v}_g = \vec{0}$ ).

De plus, comme les solides ne peuvent pas s'interpénétrer, la vitesse est contenue dans le plan de contact des deux solides.

Pour bien comprendre la nuance, faisons une petite illustration :

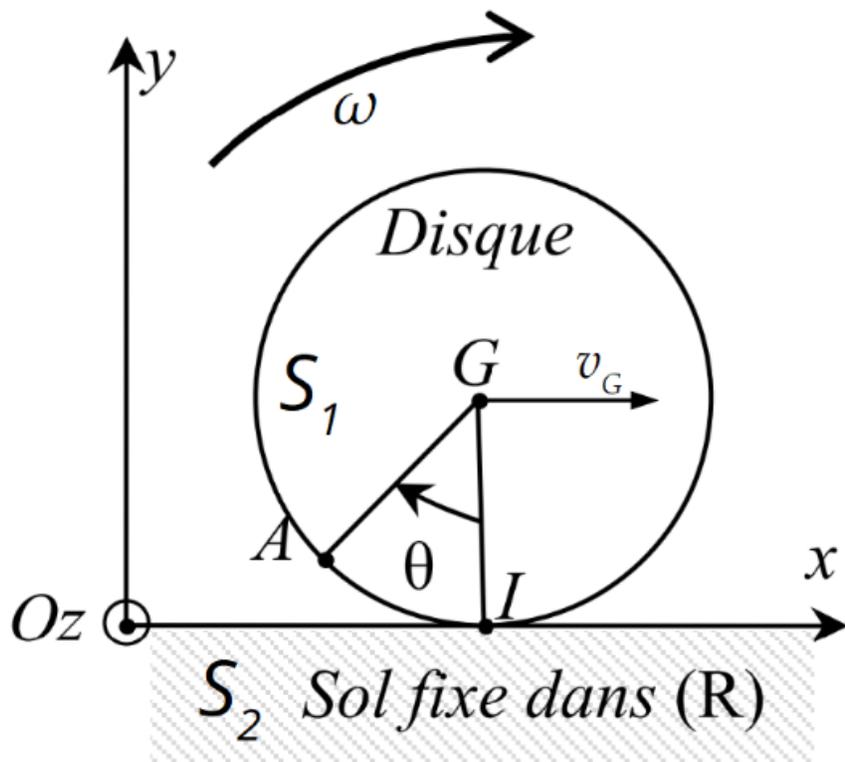


FIGURE 2 – Roulement

On cherche la vitesse de glissement de la roue par rapport au sol. On commence donc par déterminer la vitesse du sol dans le référentiel : nulle. Puis la vitesse d'un point de la roue au niveau du sol :

$$\vec{v}|_R(I_1) = \vec{v}|_R(G) + \vec{v}|_{R_1}(I_1) = \dot{x}_G \vec{u}_x + \vec{\omega} \times \mathbf{GI}_1 = (\dot{x}_G - \omega a) \vec{u}_x$$

Cela représente bien notre conception intuitive : si  $\omega = 0$  alors si on fait avancer le centre de masse, il y a glissement au sol. mais si la roue tourne, elle va pouvoir rouler sans glisser sur le sol : c'est le roulement sans glissement ( $\dot{x}_g = \omega a$ ).

Cette condition est appelée **condition de non-glissement**.

**On a donc un formalisme pour décrire la cinématique entre les solide. Cependant, il nous manque un aspect dynamique. En effet, nous percevons que lors d'un glissement il y a des forces qui s'opposent à ce glissement**

## 1.2 Dynamique

On peut modéliser le contact entre deux solides en un point  $I$  par des force :  $\vec{R}_{1 \rightarrow 2} = \vec{N}_{1 \rightarrow 2} + \vec{T}_{1 \rightarrow 2}$

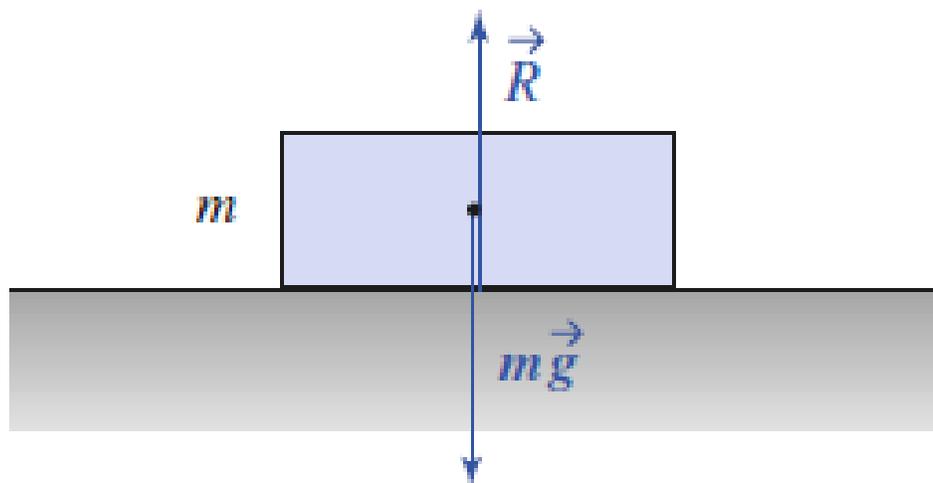
On peut également observer que cela peut entraîner des moments sur les solides (on ne les considère pas pour l'instant)

On n'oublie pas que si un solide applique une force sur un autre la troisième loi de Newton est toujours vraie et le deuxième solide applique moins la force.

Pour avoir la force globale sur une surface, il faut intégrer la force de contact en chaque point  $I$  de la surface de contact  $S$ . Le point d'application est le centre géométrique  $I$  de la surface de contact  $S$ . Pour justifier cela il faut alors découper la surface en surfaces élémentaires  $dS$  et on intègre ensuite sur toute la surface.

Pour qu'il y ait effectivement contact il faut que  $\vec{R}_{1 \rightarrow 2} \vec{n}_{1 \rightarrow 2} > 0$ . Ainsi, si l'on pense qu'il y a contact, on fera cette hypothèse. Si le calcul montre l'inverse, alors on devra remettre en doute l'hypothèse de contact.

La loi d'action réaction, nous dit que si le solide du haut est soumis à une force normale (par exemple sont poids) alors il est également soumis à une force provenant du solide du bas de même intensité et orienté vers le haut.



**Doc. 4.**  $m \vec{g} + \vec{R} = \vec{0}$ .

Cependant si l'on pousse le solide il ne bouge pas directement, la force tangentielle  $\vec{R}_T = \vec{T}$  représente un phénomène d'adhérence.

**Application :** On considère un solide indéformable sur un plan incliné. Il est soumis à son poids.

— **Inconnues :**  $x$  et  $\dot{x}$  pour les positions et  $N$  et  $T$ . On est en 2D donc on a 4 inconnues.

— **Equation :** Application du PFD : 2 équations ???

Il nous manque donc des équations ou des hypothèses ! C'est ce qu'apportent les lois d'Amont-Coulomb.

## 2 Lois phénoménologiques

### 2.1 Lois d'Amont Coulomb

On observe la glissade sur un plan incliné.  
 On répète plein de fois les expériences.  
 On fait pour une même masse mais pour différentes surfaces.  
 on fait pour plusieurs masses.

**Lois :**

— Cas du non glissement

—  $v(\Sigma_1/\Sigma_2) = 0$  tant que

$$|\vec{T}| \leq \mu_s |\vec{N}|$$

— Cas du glissement :

—  $\vec{T}$  est dirigé dans le sens opposé au glissement et

$$|\vec{T}| = \mu_d |\vec{N}|$$

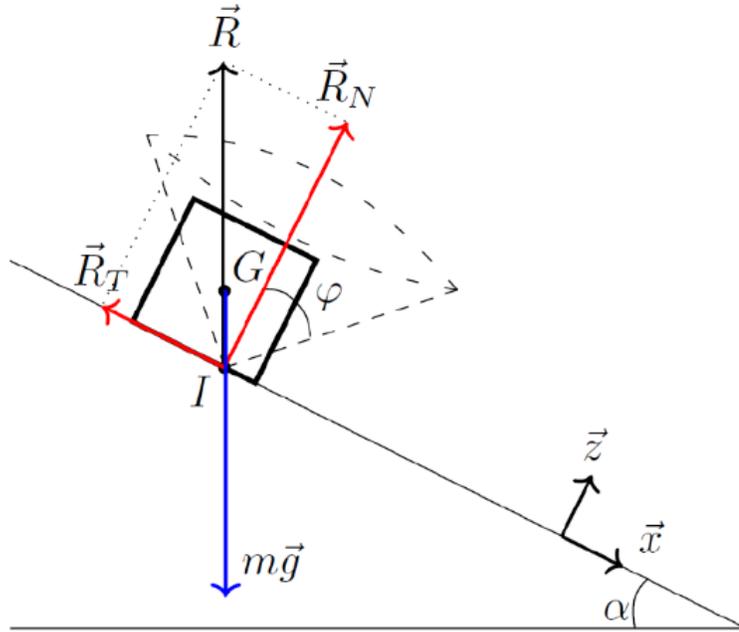


FIGURE 3 – Schéma de l'expérience du plan incliné. On voit notamment que  $I$  n'est pas au centre de la surface de contact : pour le placer on cherche l'intersection entre la force normale (ici le poids) et la surface de contact. Si ce n'est pas possible les forces ne sont plus concourantes, le moment résultant est non nul et le solide bascule.

— Dans tous les cas, la force tangentielle est indépendante de la surface de contact

Contact	$\mu_d$	$\mu_s$
Acier - Acier	0.2	0.4
Bois - Bois	0.3	0.5
Garniture frein - Acier	0.45	0.6
Caoutchouc - Bitume (chaussée sèche)	0.7	1
Caoutchouc - Bitume (chaussée humide)	0.3	0.7

- Insister sur l'indépendance de la surface et le sens d'action des résultante.
- $\mu_d < \mu_s$ . Le plus dur est de mettre en mouvement, après la force de frottement est plus gentille.
- Il est très important d'énoncer les hypothèses que l'on prends (glissement ou non glissement) et de les vérifier après le calcul.
- Il arrive que  $\frac{\mu_s - \mu_d}{\mu_s} \gg 1$  on confondra alors les deux valeurs et on parlera de  $\mu$ . Souvent, les coefficients dynamique et statique sont assez proches.
- Ce sont des lois phénoménologiques!! Leur origine est non triviale. Elles sont assez bien vérifiées en général, mais pas tout le temps.

**Limites :**

- Pour de très fortes charges ou des matériaux mous, la proportionnalité de  $T$  avec  $N$  n'est plus vérifiée (tous les contacts sont écrasés et la surface réelle de frottement correspond à la surface macro)
- $\mu_s$  et  $\mu_d$  ne sont pas des constantes. Il existe des phénomènes tels que le vieillissement statique (augmentation de  $\mu_s$  avec l'âge du contact) ou d'affaiblissement cinétique (diminution de  $\mu_d$  avec la vitesse de glissement)

**Peut-on donner une interprétation microscopique à ces lois ?**

## 2.2 Description microscopique

On a décrit le contact de manière macroscopique, mais pour bien le comprendre il est utile d'avoir une image du contact d'un point de vu microscopique :

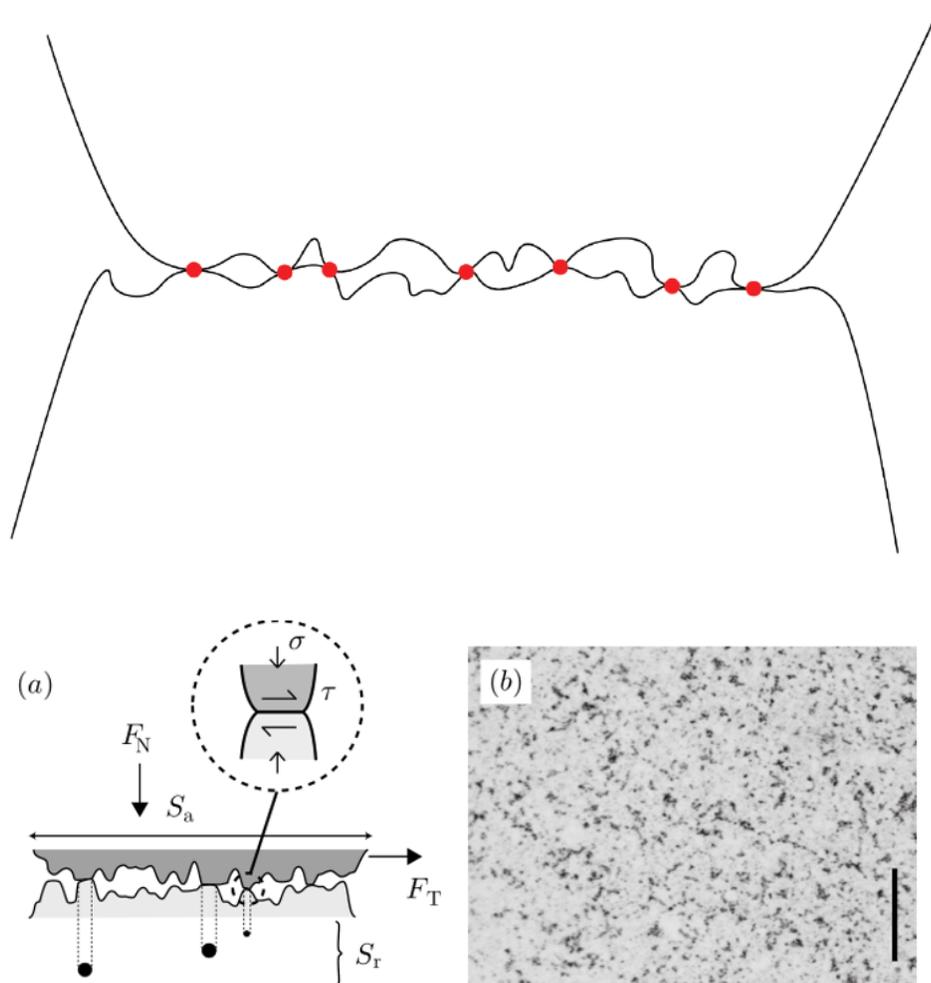


Figure 2.3 (a) Contact between two rough solid surfaces. (b) An interface between two transparent blocks (epoxy resin) imaged by transmission light microscopy (micrograph by Olivier Ronsin). Actual contacts are seen in black. Scale bar: 100  $\mu\text{m}$ .

FIGURE 4 – Description microscopique du contact entre deux solide (deuxième image provient de Milieux granulaires Andreotti)

Les surfaces entre deux solides ne sont pas lisses et il y a des aspérités en contact. Ce sont ces aspérités qui causent le frottement. Aspérité entre 1 et 10  $\mu\text{m}$

On peut donc se demander quelle est la surface réelle de contact entre deux solides.

Considérons le contact entre deux solides de la manière suivante :

- À l'échelle macroscopique la surface de contact est  $S_{macro}$  et elle est soumise à une force normale  $N$ .
- À l'échelle microscopique il y a un certain nombre  $Q$  d'"îlots de contact".

### Modèle de Bowden et Tabor

Le matériau possède une contrainte de seuil plastique  $\sigma_{seuil}$  : c'est la contrainte (force surfacique) maximale qu'il peut supporter avant de se déformer de manière plastique (c'est à dire plus de manière linéaire avec la contrainte [https://en.wikipedia.org/wiki/Deformation\\_%28engineering%29/media/File:Stress\\_Strain\\_Ductile\\_Material.png](https://en.wikipedia.org/wiki/Deformation_%28engineering%29/media/File:Stress_Strain_Ductile_Material.png)) On peut approximer par une constante la valeur de la contrainte une fois ce seuil dépassé. Lorsque deux solides

sont mis en contact, les îlots sont soumis à des contraintes supérieures à ce seuil plastique (en effet  $\sigma = F/S$  avec  $S$  la surface que représente les petits îlots, donc toute petite) La surface des îlots grandit alors. La force subie par chaque îlot est donc  $N/Q$  et à la limite où tous les îlots sont au seuil de plasticité, on a  $\sigma_{seuil} = N/(sQ)$  sur des îlots de surface  $s$ .

La surface de contact effective est alors :

$$S = Qs = \frac{N}{\sigma_{seuil}}$$

Analysons ce résultat : la surface réelle de contact dépend donc de  $N$  qui est la contrainte appliquée et de  $\sigma_{seuil}$  qui est caractéristique des matériaux (400MPa pour le plexyglas). Elle ne dépend pas de  $S_{macro}$ . On retrouve un premier aspect des lois d'Amonton-Coulomb.

Ceci nous aide à mieux comprendre le contact. Qu'en est-il du frottement ?

On peut imaginer que les aspérités empêchent le glissement. Dans le modèle de Bowden et Tabor, on considère que les parties en contact sont soudées comme des joints collés. Pour les décoller il faut appliquer une contrainte tangentielle au niveau des contacts seuil :  $\tau_c = T/S$  (c'est le  $S$  de contact réelle microscopique). C'est une propriété propre du matériaux. On a alors :

$$T = S\tau_c = \frac{\tau_c}{\sigma_{seuil}}N$$

On retrouve la proportionnalité de la force normale à la force tangentielle.

*On a supposé les îlots identiques, car on n'a aucune connaissance a priori de la nature des contacts.*

## 2.3 Aspect énergétique

On calcule la puissance totale  $P = P_1 + P_2$  développé par les systèmes  $\Sigma_1$  et  $\Sigma_2$  dans leurs mouvement observer depuis R le ref du labo.

— Puissance reçue par  $\Sigma_1$  :  $P_1 = \vec{R}_{2 \rightarrow 1} \vec{v}|_R(I_1)$

— Puissance reçue par  $\Sigma_2$  :  $P_2 = \vec{R}_{1 \rightarrow 2} \vec{v}|_R(I_2)$

On a de plus avec le principe d'action réaction :  $R_{2 \rightarrow 1} = -R_{1 \rightarrow 2}$  Donc

$$\begin{aligned} P &= P_1 + P_2 \\ &= R_{2 \rightarrow 1} (\vec{v}|_R(I_1) - \vec{v}|_R(I_2)) \\ &= (\vec{N}_{2 \rightarrow 1} + \vec{T}_{2 \rightarrow 1}) \vec{v}_{g,2 \rightarrow 1} \\ &= \vec{T}_{2 \rightarrow 1} \cdot v_{g,2 \rightarrow 1} \\ &\leq 0 \end{aligned}$$

La puissance totale des forces est nulle dans le cas de non glissement (il n'y a pas de mouvement !) et négative dans le cas de glissement.

L'énergie est dissipée sous forme de chaleur : on se frotte les mains pour les réchauffer...

**On a vu les lois et on les a interprétés, maintenant en pratique ?**

## 3 Application

### 3.1 En pratique : Le cône de frottement

Dans le cas statique, on veut déterminer les limites du non glissement pour un plan incliné. On se place dans le cas de non glissement pour commencer. On prend  $Ox$  l'axe de la pente.

**Bilan des forces :**

—  $\vec{P} = mg \sin(\alpha) \vec{u}_x - mg \cos(\alpha) \vec{u}_y$

—  $R = T \vec{u}_x + N \vec{u}_y$

On projette le principe fondamental de la dynamique :

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= mg \sin(\alpha) + T \\ 0 &= -mg \cos(\alpha) + N \end{aligned}$$

On en déduit pour  $\ddot{x} = 0$  :

$$T = -mg \sin(\alpha) \quad \text{et} \quad N = mg \cos(\alpha)$$

Notons que ces équations sont valides qu'il y ait glissement à vitesse constante, ou non glissement. On applique maintenant la condition de non glissement.

$$|\vec{T}| \leq \mu_s |\vec{N}| \quad \implies \quad \tan(\alpha) \leq \mu_s$$

A la limite donc,  $|\mathbf{T}| = \mu_s |\mathbf{N}|$ .

On a le même cône d'angle  $\mu_d$  à l'intérieur et tant qu'il y a glissement,  $\vec{R}$  est sur ce cône.

### 3.1.1 L'arc-boutement

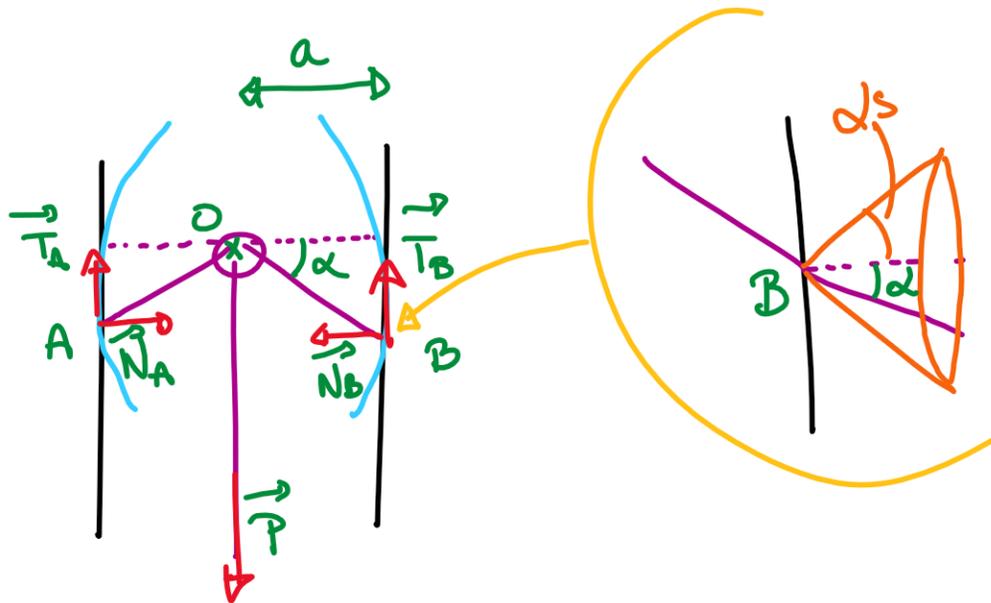
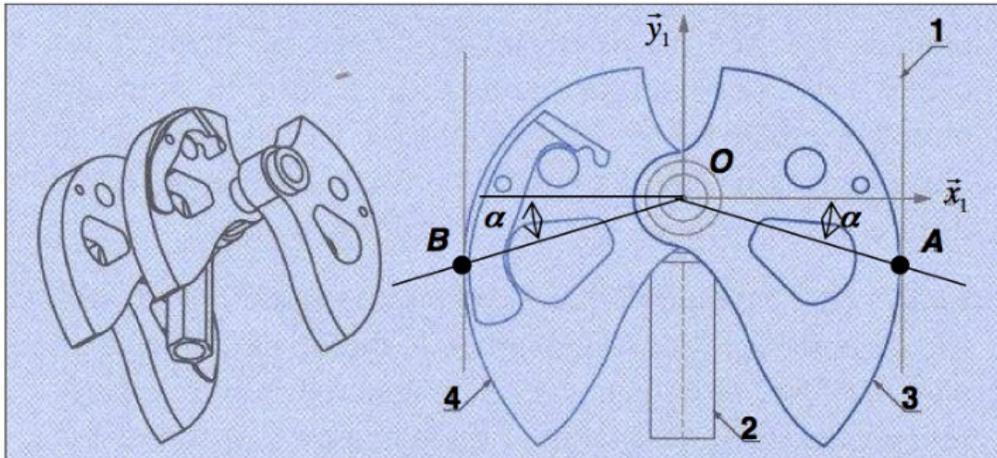


FIGURE 5 – Description d'un coin <https://mnsi.fr/wp-content/uploads/2020/04/8T-D13PFSsuite.pdf>

C'est le même principe que les annuaires. **Mise en équation** : On fait un théorème du moment cinétique en  $O$  en utilisant le bras de levier.

$$0 = aT_A - a \tan(\alpha)N_B + a \tan(\alpha)N_A - aT_B$$

On a de plus la condition de non glissement :  $|T_A| \leq \mu_s |N_A|$  et  $|T_B| \leq \mu_s |N_B|$

$$\tan(\alpha)(N_A + N_B) = T_A + T_B \leq \mu_s(N_A + N_B)$$

Donc la condition de non glissement s'écrit :

$$\tan(\alpha) \leq \mu_s$$

On se retrouve dans un cône de frottement. A la différence de la plaque inclinée, la géométrie du coin est tel que  $\alpha$  une fois coincé est fixe. Ainsi, si on peut le coincer, il ne peut pas se décrocher. D'où l'intérêt en escalade.

### 3.2 Version horizontale (alternative)

Considérons un patin sur un support horizontal. Ce patin est soumis à son poids  $\mathbf{P} = m\vec{g}$ , une réaction du support  $\mathbf{R}$  que l'on décompose en une composante tangentielle  $\mathbf{T}$  et une composante normale  $\mathbf{N}$ . On suppose également que le mobile est tiré avec une force  $\mathbf{F}$ .

La condition de non-glissement du solide s'écrit :  $|\mathbf{T}| \leq \mu_s |\mathbf{N}|$ . A la limite, il y a égalité. On note  $\phi$  l'angle entre  $\mathbf{N}$  et  $\mathbf{R}$ ; par trigonométrie, on a  $\tan \phi = \frac{|\mathbf{T}|}{|\mathbf{N}|}$ . On identifie alors :  $\tan \phi = \mu_s$ , qui permet de réécrire la condition de non glissement :  $\tan \phi \leq \mu_s$ .

On obtient alors l'angle limite de non glissement :  $\phi_s = \arctan \mu_s$ . Cet angle peut être vu à 3 dimensions : il définit alors un cône, que l'on appelle le cône de frottement.

Son interprétation est la suivante : tant que la résultante du support  $\mathbf{R}$  est au cône de frottement, le mobile ne glisse pas (on est en dessous de la limite de non-glissement).

En revanche, lorsque la résultante sort du cône, le mobile se met à glisser.

Il est à noter que l'on peut définir les mêmes grandeurs avec le coefficient de frottement dynamique : le cône obtenu est appelé cône de glissement. Pour l'interpréter, il faut se placer dans le cas où le mobile est déjà en train de glisser. On est dans le cas de glissement de la loi de Coulomb.

Pour arriver à cet état, il a fallu dépasser la force seuil de frottement statique.

Le cône de frottement est donné par le coefficient de frottement uniquement : c'est un paramètre intrinsèque à la nature des matériaux en contact.

#### Passage à la version inclinée :

Lorsque le mobile est sur un support incliné d'un angle  $\alpha$  avec l'horizontale, le poids et la réaction normale ne sont plus dans la même direction.

Le point d'application de la réaction normale est pris comme le point d'intersection entre la direction du poids et celle du support. Lorsque ce point est au delà du solide, celui-ci bascule (en effet, le point de rotation est alors l'angle inférieur du mobile. Le moment du poids par rapport à ce point contribue à le faire tourner). L'étude des forces nous donne les relations :

$$T = -mg \sin \alpha \text{ et } N = mg \cos \alpha$$

Donc la condition de non glissement s'écrit :  $\tan \alpha \leq \tan \phi$ , ou encore  $\alpha \leq \phi$

Cette relation nous permet de mesurer le coefficient de frottement statique : il suffit de mesurer l'angle auquel le solide se met à glisser lorsqu'on incline le support. En effet, à la limite,  $\alpha = \phi$  d'où l'on tire :

$$\mu_s = \tan \alpha_{\text{limite}}$$

### 3.3 Stick-Slip ou collé glissé

Manip du stick slip si possible. Mais ca va être court niveau temps

On considère un patin accroché à un ressort de raideur  $k$ . L'extrémité de ce ressort se déplace à vitesse  $v$ . On appelle  $\vec{F}_R$  la force du ressort sur le patin. Outre cette force le patin est soumis à son poids et à la résultante des contacts. Déterminer l'élongation du ressort  $\epsilon$  nous suffit pour caractériser la dynamique du système. On observe 2 phases :

— Le patin ne glisse pas, l'élongation du ressort augmente linéairement

— Le patin glisse : le ressort se contracte jusqu'à ce que sa vitesse soit nulle. alors il raccroche.

Ce n'est pas un phénomène anodin, on le voit souvent : par exemple sur l'archet d'un violon : cette vidéo.

—  $t = 0$ . le ressort est au repos :  $\epsilon = 0$  et le patin aussi  $x = 0$ ,  $\dot{x} = 0$ .  $\epsilon = Vt$  jusqu'à  $t_1$  le décrochage

— PFD horizontale :  $F_T(t_1) = T(t_1)$  soit  $k\epsilon(t_1) = \mu_s N = \mu_s mg$  :

$$t_1 = \frac{\nu_s mg}{kV} \text{ et } \epsilon(t_1) = \frac{\mu_s mg}{k}$$

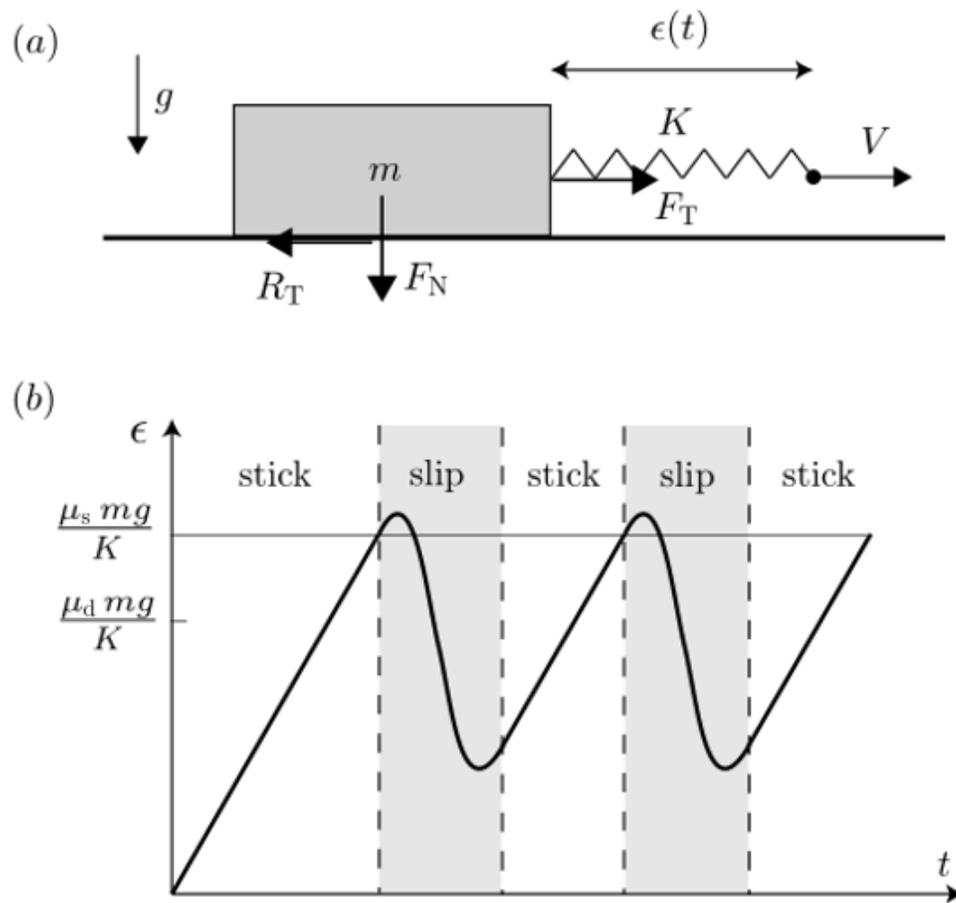


FIGURE 6 – *Stick-slip Milieux granulaire, Andreotti*

—  $t > t_1$  : Le patin est en mouvement et  $T = \mu_d mg$ .  $\epsilon = Vt - x$ ;  $\dot{\epsilon} = V - \dot{x}$  Le PFD donne :

$$\ddot{\epsilon} + \omega_0^2 \epsilon = \nu_d g \quad \text{avec} \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m}$$

Une solution de cette équation est :

$$\epsilon(t > t_1) = A \cos(\omega_0(t - t_1) + \phi) + \frac{\nu_d mg}{k} \quad \text{et} \quad \text{epsilon} = -A\omega_0 \sin(\omega_0(t - t_1) + \phi)$$

Ceci correspond à une ellipse dans le portrait de phase.

Les calculs sont nulles ... Du coup je propose de tout faire avec le portrait de phase, sans calcul :

- Phase 1 : Le ressort s'allonge à une vitesse  $V$ . On a donc une droite horizontale tel que  $\dot{\epsilon} = V$
- Transition : Il y a décrochage (on peut faire le calcul précédent ou donner direct la valeur). Quoi qu'il en soit, on change de comportement. On a  $\epsilon = Vt - x$ ;  $\dot{\epsilon} = V - \dot{x}$  donc l'équation du mouvement :

$$\ddot{\epsilon} + \omega_0^2 \epsilon = \nu_d g \quad \text{avec} \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m}$$

On reconnaît un oscillateur harmonique qui oscille autour de  $\frac{\mu_d mg}{k}$ . C'est donc une ellipse dans le portrait de phase.

- On s'arrête de tracer l'ellipse quand on a à nouveau  $\dot{\epsilon} = V$  car cela signifie que le patin s'arrête et donc est à nouveau soumis à  $\mu_s$  qui est plus grand que  $\mu_d$ !! On reprends la dynamique du début

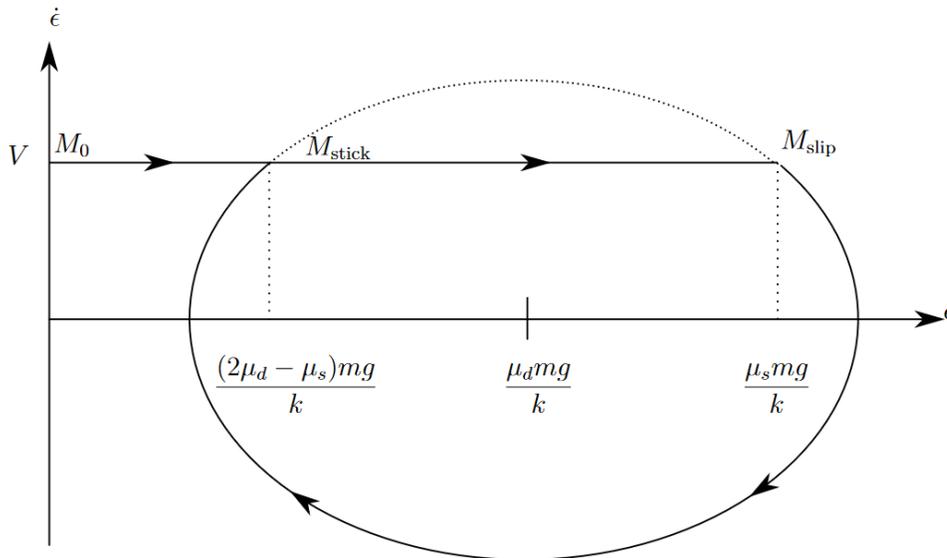


FIGURE 7 – Portrait de phase

## Conclusion

Nous avons caractérisé le contact entre deux solides de manière quantitative, en développant des outils cinétiques et dynamiques. Nous avons alors utilisé des lois phénoménologiques pour caractériser le cas particulier (pas très particulier) du frottement solide. Nous avons vu que ces équations permettent un comportement riche.

Nous avons également discuté quelques-unes de leurs limites.

Selon les ingénieurs de Nissan Motors, une diminution de quelques centièmes des facteurs de frottement qui règnent dans les zones les plus sollicitées des moteurs permettrait de réduire de 5% la consommation de carburants, qui, extrapolée au niveau mondial, ferait économiser trente milliards de litres de carburants.