

Physique expérimentale 2013–2014

— Le cabestan —

Tristan Baumberger & Jean-Marc Di Meglio

Le cabestan (*capstan* en anglais, ou plus couramment *winch* dans la version marine à voile) est un dispositif (une *machine simple* aurait-on dit du temps de Coulomb [1]) qui permet d'entraîner un cordage, pour remonter une ancre ou border une voile, en utilisant un cylindre enrouleur, potentiellement motorisé, mais en se gardant la possibilité de relâcher la tension à chaque instant.

Le cordage est juste enroulé sur le cylindre («*poupée*») — deux ou trois tours suffisent en général, comme on va le voir — et une très faible tension sur l'extrémité libre suffit à empêcher le glissement du cordage. Si celle-ci est relâchée, cependant, le cordage se met à glisser.

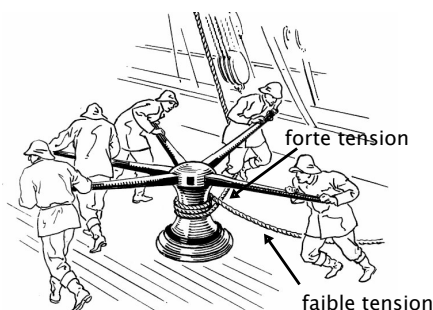


FIGURE 1 – Matelots à la manœuvre avec un cabestan. (crédit : Pearson Scott Foresman pour wikimedia)

Afin de comprendre le principe de ce dispositif remarquable, il faut dans un premier temps rappeler les lois semi-empiriques du frottement solide¹.

Le frottement solide

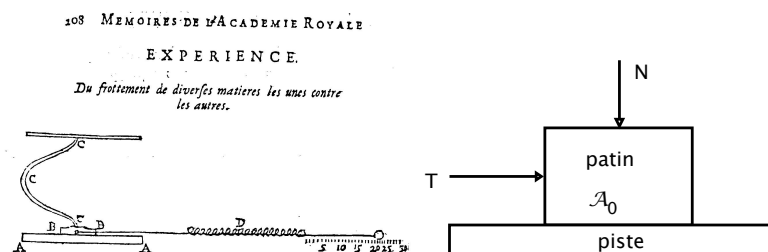


FIGURE 2 – Gauche : Dispositif expérimental utilisé par Guillaume Amontons en 1699. AA : piste, BB : patin, CC : ressort permettant d'imposer la charge normale N , D : ressort dynamométrique permettant de mesurer la force tangentielle T . Droite : Schéma de principe de la configuration patin/piste.

1. «Il est assez difficile de faire des expériences quantitatives précises avec le frottement ; les lois du frottement n'ont pas encore été très bien étudiées malgré [leur] énorme importance pratique [...]. De toute manière, cette loi du frottement est encore une de ces lois semi-empiriques qui ne sont pas complètement comprises [...] »Disait, avec le mépris du théoricien, mais non sans quelque fondement, le grand Richard Feynman dans son justement célèbre Cours de Physique [2].

Bien que les premières expériences sur le frottement entre deux solides soient attribuables à Léonard de Vinci (*ca.* 1500), les lois décrivant ce phénomène, telles qu'on les retrouve dans les (bons) manuels de premier cycle [3, 4], n'ont pas été établies avant Amontons (1699) et Coulomb (1779).

On considère deux solides en contact – appelons-les le « patin » et la « piste » – pressés l'un contre l'autre par une force \vec{N} normale à l'interface d'aire apparente \mathcal{A}_0 . On exerce en outre une force tangentielle \vec{T} sur le patin (cf. Fig.2).

On peut réduire les faits expérimentaux aux propriétés suivantes :

- (i) Tant que $|T/N| < \mu_s$ le patin ne bouge pas.
- (ii) Dès que $|T/N| = \mu_s$ le patin se met à glisser dans la direction et le sens de \vec{T} . On appelle μ_s le coefficient de frottement statique.
- (iii) Pour maintenir le glissement à une vitesse constante (mouvement non-accélééré), il suffit d'exercer une force $\vec{T}_d = \mu_d N$. On appelle μ_d le coefficient de frottement dynamique.

NB. Tant qu'il n'y a pas glissement, il n'y a d'autre relation entre T et N que celle qu'impose la condition d'équilibre du système.

L'expérience montre que de façon générale :

- (iv) μ_s et μ_d ne dépendent ni de \mathcal{A}_0 , ni de N .
- (v) $\mu_d \lesssim \mu_s$
- (vi) Les coefficients de frottement dépendent de la nature des matériaux en contact et de l'état (rugosité, propreté, ...) de leurs surfaces [5]. Typiquement, $0,1 < \mu < 1$ (cf. Fig. 3).

	μ_s	μ_k
Steel on steel	0.74	0.57
Aluminum on steel	0.61	0.47
Copper on steel	0.53	0.36
Rubber on concrete	1.0	0.8
Wood on wood	0.25–0.5	0.2
Glass on glass	0.94	0.4
Waxed wood on wet snow	0.14	0.1
Waxed wood on dry snow	—	0.04
Metal on metal (lubricated)	0.15	0.06
Ice on ice	0.1	0.03
Teflon on Teflon	0.04	0.04
Synovial joints in humans	0.01	0.003

^a All values are approximate. In some cases, the coefficient of friction can exceed 1.0.

FIGURE 3 – Exemple de table (extrait de [3]) donnant des valeurs de coefficients de frottement statique (μ_s) et dynamique (μ_k). Les auteurs, à juste titre, font remarquer que ces valeurs ne sont qu'indicatives tant les facteurs susceptibles de les affecter sont nombreux.

Une façon simple de mesurer μ_s consiste à incliner la piste, le patin étant chargé sous son propre poids (cf. Fig. 4). Dans ce cas, $N = Mg \cos \alpha$ et $T = Mg \sin \alpha$ et le critère de glissement (ii) s'écrit :

$$\frac{T}{N} = \tan \alpha < \mu_s$$

Pour $\mu_s = 0,5$ l'angle critique de mise en glissement est $\alpha_s = \arctan(0,5) = 26,6$ deg, ce qui est facilement mesurable.

Lorsque $\alpha = \alpha_s^+$, en vertu de la règle (v), le mouvement du patin doit être accéléré :

$$M\ddot{x} = -\mu_d Mg \cos \alpha_s + Mg \sin \alpha_s = (\mu_s - \mu_d) \cos \alpha_s Mg$$

La détermination de $x(t)$ permet donc d'accéder en principe à μ_d . Si on fait l'hypothèse que μ_d ne dépend pas de la vitesse, il suffit de mesurer la vitesse à une distance donnée. On trouve dans la littérature des valeurs typiques de $(\mu_s - \mu_d)/\mu_s \simeq \text{qq. } 10\%$.

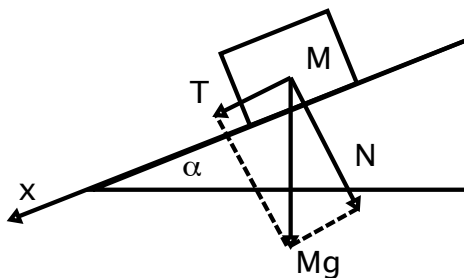


FIGURE 4 – Schéma de l'expérience du plan incliné.

Résistance d'un enroulement simple

Le dispositif qui nous intéresse, le cabestan, ne peut pas immédiatement être modélisé par un système patin/piste car le cordage n'est pas rigide. Il faut donc le découper par la pensée en tronçons suffisamment petits pour pouvoir être considérés comme un patin solide en contact avec le cylindre suivant une interface à peu près plane.

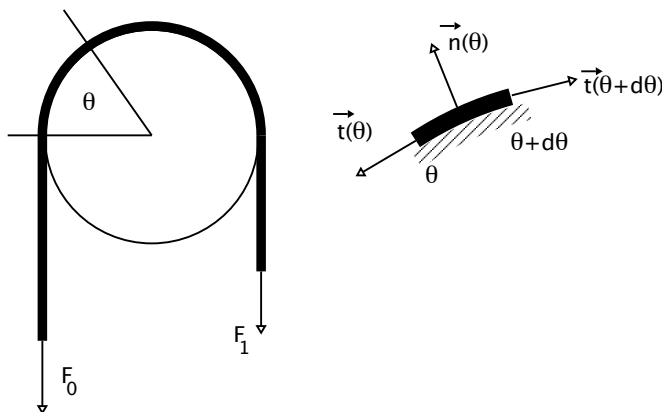


FIGURE 5 – Schéma du cabestan.

Hypothèses — On suppose que le cordage est inextensible et qu'il n'oppose pas de résistance à la flexion.

Paramétrisation — : En utilisant l'hypothèse d'inextensibilité, on repère chaque point du cordage par l'angle θ compté le long de l'enroulement. Le tronçon élémentaire est compris entre θ et $\theta + d\theta$.

On note $\vec{n}(\theta)$ le vecteur unitaire normal au cylindre et $\vec{t}(\theta)$ le vecteur tangent dirigé vers l'extérieur du tronçon.

Forces en présence — Chaque tronçon est soumis à la tension $\mathcal{T}(\theta)\vec{t}(\theta)$ exercée par la demi-corde située en $\theta < 0$ et la tension exercée à l'autre extrémité $\mathcal{T}(\theta + d\theta)\vec{t}(\theta + d\theta)$. La réaction du cylindre, normale au tronçon, sera notée $d\mathcal{N}\vec{n}(\theta)$. On néglige les forces de pesanteur devant les forces de tension.

Comme le cordage est supposé infiniment flexible, il n'y a pas à prendre en compte de couple réparti.

À cela il faut ajouter une force de frottement $d\mathcal{F}(\theta)\vec{t}(\theta)$.

Conditions d'équilibre — On projette la condition d'équilibre d'un tronçon suivant $\vec{t}(\theta)$ et $\vec{n}(\theta)$:

$$-d\mathcal{F}(\theta) - \mathcal{T}(\theta) + \mathcal{T}(\theta + d\theta) \cos(d\theta) = 0$$

$$d\mathcal{N}(\theta) - \mathcal{T}(\theta + d\theta) \sin(d\theta) = 0$$

Soit, en ne conservant que les termes du premier ordre en $d\theta$:

$$\frac{d\mathcal{T}}{d\theta} = \frac{d\mathcal{F}}{d\theta}$$

$$\frac{d\mathcal{N}}{d\theta} = \mathcal{T}$$

Les conditions aux limites permettant de résoudre ce système sont :

$$\mathcal{T}(0) = F_0, \mathcal{T}(n/2\pi) = F_n$$

où n est le nombre total de tour de l'enroulement et avec F_0 et F_n comme définis sur la figure 5.

Condition de mise en glissement — Comme la corde est supposée inextensible, son glissement ne peut s'opérer que d'un bloc. En vertu de la condition (iii), ceci impose qu'en tout point de l'enroulement $|d\mathcal{F}/d\mathcal{N}| = \mu_s$. Il nous faut préciser le signe de la force de frottement. Supposons que le glissement s'amorce dans le sens des $\theta > 0$; alors $d\mathcal{F} > 0$ avec notre définition. La tension au seuil de glissement est alors définie par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d\mathcal{T}}{d\theta} = \mu_s \mathcal{T}; \mathcal{T}(0) = F_0, \mathcal{T}(n/2\pi) = F_n$$

D'où :

$$\mathcal{T}(\theta) = F_0 \exp \mu_s \theta$$

et

$$F_n = F_0 \exp 2\pi \mu_s n \quad (1)$$

Conséquences — La relation (1) décrit le comportement remarquable du cabestan qui peut se résumer ainsi :

Une petite force F_0 exercée à une extrémité d'un enroulement de n spires autour d'un cylindre frottant suffit à résister à une force F_n amplifiée d'un facteur $\exp 2\pi \mu_s n$.

Tout est dans le facteur exponentiel. Prenons pour fixer les idées un coefficient de frottement $\mu_s = 0,5$. Pour $n = 1/2$ on trouve $F_{1/2}/F_0 = 4,8$ ce qui est déjà bien mais rajouter seulement trois tours ($n = 3,5$) donne une amplification au seuil de $F_{7/2}/F_0 = 6 \times 10^4$: une masse d'un kg suffit alors à retenir 60 tonnes! Autant dire qu'à toutes fins utiles la cordage est bloqué aussi efficacement que si l'on avait fait un nœud.

Le dépendance exponentielle porte également sur le coefficient de frottement. Ainsi, la faible différence entre μ_s et μ_d devrait-elle se trouver fortement amplifiée. Si on note F_d la force à appliquer pour maintenir le glissement du cordage et F_s la force au seuil de mise en glissement. D'après l'équation (1) on devrait avoir :

$$\frac{F_s - F_d}{F_s} = 1 - e^{-(\mu_s - \mu_d)2\pi n}$$

L'argument de l'exponentielle peut facilement devenir $\gg 1$ auquel cas la chute de tension à la mise en glissement devrait être spectaculaire.

Nœuds d'accroche

Malgré l'augmentation exponentielle de la force de friction avec le nombre de tours, enrouler une corde autour d'un cylindre ne suffit pas à retenir (à *accrocher*) un objet pesant (ou à retenir un bateau tirant sur son amarre). Ainsi, même s'il a été enroulé trois fois et demi autour du cylindre, la friction ne pourra retenir la masse pesante m de la figure 6-a. En effet, la masse ne peut être retenue que si $P < \exp(3/2 \times 2\pi\mu)T$ ce qui donne $P < 0$ lorsque la tension T est nulle (il faudrait un nombre de tours infini pour avoir un seuil fini). Le cordage n'étant pas tendu, il n'y a en fait aucune friction. Il faut créer dans le système d'accroche une tension supplémentaire. Cela est réalisé en faisant un *nœud*, en utilisant les interactions des brins de cordage, tel que dans l'exemple de la figure 6-b où on a réalisé une demi-clé.

Un *bon* nœud doit d'une part pouvoir tenir, c'est-à-dire résister à sa mise sous tension (on comprend bien l'enjeu de cette condition pour l'amarrage d'un bateau...), et d'autre part pouvoir être facilement

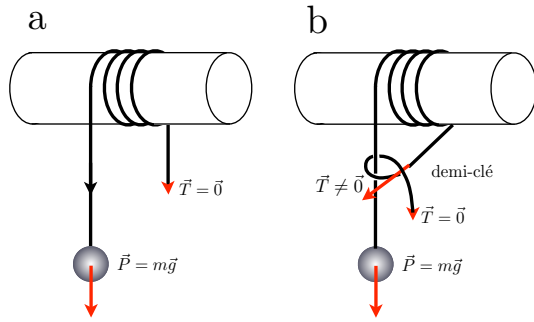


FIGURE 6 – a) Quel que soit le nombre de tours autour du cylindre (trois tours et demi dans cet exemple), si la tension sur l'extrémité courante du cordage est nulle, la masse pesante m ne pourra être retenue. b) En faisant un nœud (ici une demi-clé représentée non serrée par souci de clarté du schéma), on peut ajouter une tension dans le système en utilisant les propriétés de friction du cordage sur lui-même.

défait. La demi-clé de la figure 6-b répond bien à la dernière condition mais généralement pas à la première (l'expérience montre qu'il faut au moins deux demi-clés quand on amarre un bateau).

Dans son article *Theory of hitches* [7], Benjamin Bayman s'intéresse à la tenue de nœuds particuliers, où la tension supplémentaire de l'assemblage cylindre + cordage est fournie par la force de friction sur le cylindre du brin pressé par un surenroulement du cordage. Le nœud le plus simple qu'on peut ainsi utiliser est le nœud de cabestan schématisé et photographié sur la figure 7.

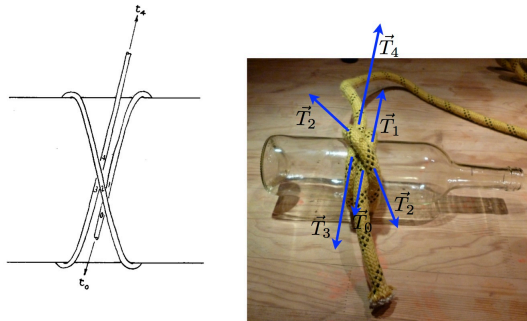


FIGURE 7 – Nœud de cabestan : à gauche, schéma tiré de [7], à droite, nœud de cabestan réalisé avec un cordage sur une bouteille. Noter qu'à la différence du schéma, le nœud n'est pas sous tension ($T_1 \simeq T_4 \simeq 0$), le nœud tient tout seul probablement à cause de l'élasticité du cordage

On a besoin de deux ingrédients pour étudier la tenue d'un tel assemblage, dans la limite où on néglige la friction du cordage sur lui-même (figure 8). Le premier ingrédient est celui décrit par la relation (1) : la tension du cordage augmente d'un facteur $\varepsilon = \exp(2\pi\mu_s)$ à chaque tour (μ_s est le coefficient de friction statique). Le second est qu'en écrasant un brin avec une tension T (par l'intermédiaire d'un surenroulement, on peut empêcher son glissement tant que la différence de tension de part et d'autre de la partie écrasée reste inférieure à ηT où η est un coefficient dépendant de la nature du contact cordage/cylindre et des rayons du cordage et du cylindre. Nous reprenons dans la

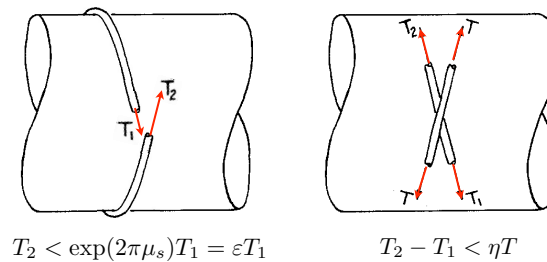


FIGURE 8 – Éléments de l'analyse de Bayman en situation de non-glissement. La tension augmente d'un facteur $\varepsilon = \exp(2\pi\mu_s)$ à chaque tour ; elle augmente également d'un facteur ηT lorsque le brin est écrasé par un autre brin sur le cylindre (d'après [7]).

suite les calculs de Bayman en utilisant les notations introduites dans la figure 7. La condition pour avoir un cordage qui reste tendu s'écrit :

$$T_0 < T_1 < T_2 < T_4$$

Les conditions pour que le nœud tienne (c'est-à-dire pour que le cordage ne glisse pas sur le cylindre) sont :

$$\begin{aligned} T_1 &< T_0 + \eta T_2 \\ T_2 &< \varepsilon T_1 \\ T_3 &< \varepsilon T_2 \\ T_4 &< T_3 + \eta T_2 \end{aligned}$$

Les deux premières conditions se combinent en :

$$T_2(1 - \eta\varepsilon) < \varepsilon T_0$$

À la condition que $\eta\varepsilon < 1$ (appelée situation de friction faible par Bayman), on a $T_2 < \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon\eta}T_0$, ce qui permet d'obtenir $T_3 < \varepsilon\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon\eta}T_0$ et finalement la condition de non-glissement :

$$T_4 < \frac{\varepsilon(\varepsilon + \eta)}{1 - \varepsilon\eta}T_0$$

Si $T_0 = 0$, le nœud ne va pas tenir dans la situation de friction faible. On peut vérifier qu'on retrouve bien le résultat de la relation (1) pour deux tours $T_4 = \varepsilon^2 T_0$ en absence de surenroulement, en absence de nœud.

Par contre lorsque $\eta\varepsilon > 1$ (friction forte), on a $T_2 > \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon\eta}T_0$ quelles que soient les valeurs (positives) de T_0 et T_2 . L'inégalité reste valide pour $T_0 = 0$ pour n'importe quelle valeur de T_2 et donc, a fortiori, de T_4 : le nœud tient (*holds fast*).

Il est tentant de tester ce critère, mais nous avons besoin pour cela besoin d'explicitier – ou du moins d'estimer – comment se comporte le paramètre η avec les caractéristiques du système cylindre + cordage.

Estimation du coefficient η

Bayman définit le paramètre η par $T_2 - T_1 = \eta T$ (figure 8) et indique simplement dans son article que η depends upon coefficients of friction and upon the ratio of the diameters of the rope and pole. On peut essayer d'explicitier η dans des cas simples, mais néanmoins accessibles à l'expérience pour confirmation.

Considérons la situation idéale de la figure 9, où un brin (de rayon r) est pressé par un brin (de même rayon) sur un cylindre de rayon R .

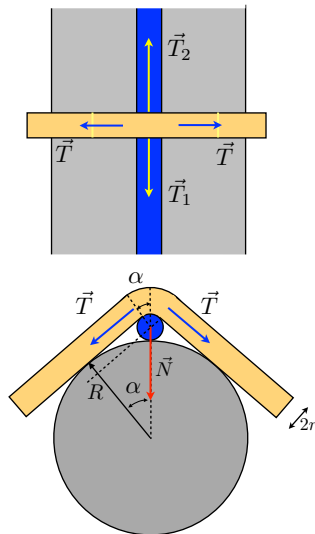


FIGURE 9 – Le brin bleu est écrasé par le brin jaune du même cordage de rayon r sur un cylindre de rayon R .

NB : En toute rigueur, il faudrait distinguer les vecteurs \vec{T} du brin écraseur, mais nous n'avons pas voulu alourdir les notations.

On a au seuil de glissement

$$T_2 - T_1 = \eta T = \mu_s N$$

avec $N = 2T \sin \alpha$. On trouve donc que le coefficient de Bayman η est égal à $\eta = 2\mu_s \sin \alpha$ avec

$$\cos \alpha = \frac{R - r}{R + r} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho}$$

en introduisant le rapport $\rho = r/R$ des rayons évoqué par Bayman. Le critère de non glissement du nœud $\eta\varepsilon > 1$ s'écrit donc :

$$4\mu_s \frac{\sqrt{\rho}}{1 + \rho} \exp 2\pi\mu_s > 1 \quad (2)$$

Avec un coefficient de friction μ_s de l'ordre de 0,5, cette équation donne un rapport critique ρ de l'ordre de 0,01, ce qui est bien un ordre de grandeur qu'il semble raisonnable d'étudier expérimentalement. Ce résultat suppose que le brin écraseur est toujours en contact avec le cylindre : on se rend bien compte que ce n'est pas le cas sur la figure 9, et cela d'autant plus que le rapport ρ est grand

Une autre source de déviation de la description théorique des nœuds par rapport à la réalité est illustrée sur la figure 10, où on a exagéré (grossi) la situation de confinement pour le nœud de cabestan : ce n'est pas un mais bien deux brins qui sont pressés par un seul brin sur le cylindre (cette situation est aussi évoquée par Bayman). La force plaquant un brin n'est plus $2T \sin \alpha$ mais $T \sin \alpha$, ce qui vient modifier la valeur de η (le rendre deux fois moindre). Mais surtout, cela va plaquer les deux brins confinés l'un contre l'autre et ajouter des forces de friction (le coefficient de friction brin-brin ne pouvant être négligé).

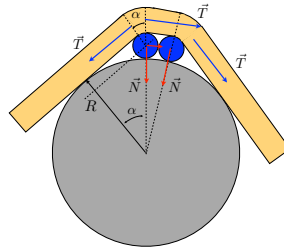


FIGURE 10 – Schéma représentant deux brins plaqués par un seul brin.

Vers des nœuds plus complexes

L'existence d'un système de relations d'inégalité pour décrire la stabilité du nœud de cabestan font naturellement pressentir qu'il doit exister une description matricielle et plus générale du problème de la stabilité des nœuds d'accroche sur un cylindre. Bayman a développé un formalisme extrêmement élégant qui permet de prédire le domaine de stabilité des nœuds en fonction des paramètres physiques ε et η , et faisant intervenir le nombre de segments de cordage en tension dans le nœud. La méthode peut être résumée – très brièvement – de la manière suivante :

- chaque longueur de cordage comprise entre deux points d'écrasement est définie comme un segment ;
- on indexe par i chacun des segments à partir de l'extrémité courante (en omettant le brin courant et le brin dormant sous tension) et on définit la matrice A par :

$$A_{ij} = \delta_{ij} - \varepsilon^{n_j} \delta_{i-1,j} - \eta \varepsilon^{m_i} \delta_{b_i,j}$$

avec n_i le nombre de tours autour du cylindre du segment i , b_i l'index du segment sous lequel le segment i commence et m_i le nombre de tours qu'a fait le segment b_i avant de passer sur le segment i ;

- l'annulation du déterminant de la matrice A définit alors les conditions critiques de stabilité du



FIGURE 11 – Nœud de cabestan croisé (*Ground-line hitch*). Ce nœud est composé de deux segments. Le segment 1 fait 1 tour autour de la bouteille ($n_1 = 1$), il commence sous le segment 2 ($b_1 = 2$) qui a fait un tour avant de passer sur le segment 1 ($m_1 = 1$). Le segment 2 fait un tour autour de la bouteille ($n_2 = 1$), il commence sous le segment 1 ($b_2 = 1$) qui n'a fait aucun tour avant de lui passer dessus ($m_2 = 0$).

nœud (en fonction de η et ε).

Cette méthode est illustrée avec le nœud de cabestan croisé de la figure 11.

La matrice A s'écrit donc $\begin{pmatrix} 1 & -\eta\varepsilon \\ -\varepsilon - \eta & 1 \end{pmatrix}$ et l'annulation de son déterminant permet de prédire que le nœud de cabestan croisé tiendra si $\eta\varepsilon(\eta + \varepsilon) > 1$, qu'on peut simplifier en $\eta\varepsilon^2 > 1$ (la relation (2) implique que généralement $\eta \ll \varepsilon$). Cela est plus facilement réalisé que $\eta\varepsilon > 1$: croiser un nœud de cabestan devrait s'avérer très efficace pour renforcer l'accroche.

Expériences proposées

- A. *Dimensionnement* — Afin d'assurer la souplesse effective du cordage (pas de résistance à la flexion), on choisira un rayon du cylindre grand devant celui du cordage. En dehors de cela, ces deux rayons n'apparaissent pas dans la relation (1). Pour des raisons pratiques, on se limitera à des charges de quelques dizaines de kg, ce qui permettra d'utiliser un peson électronique de type pèse-bagages.
- B. *Test de la relation (1)* — Cette relation est évidemment très dépendante de la validité des lois du frottement. La variation exponentielle du facteur d'amplification avec le coefficient de frottement le rend évidemment très sensible à de petites variations de ce dernier. On imposera F_0 à l'aide d'une masse m . La force F_n au seuil sera déterminée en augmentant lentement la masse M , par exemple en versant de l'eau dans un récipient. On testera dans un premier temps la dépendance exponentielle en θ (NB. Étonnamment Levin [6] ne prend pas la peine de montrer ses résultats sous forme graphique et indique seulement la valeur de μ après dépouillement. Le lecteur est en droit de pouvoir juger de la validité de la relation utilisée!). On fera l'expérience pour différentes valeurs de m .
- C. *Comparaison avec le coefficient de frottement mesuré indépendamment* — Si la relation est vérifiée, on pourra comparer le coefficient d'ajustement μ au coefficient de frottement déterminé en collant des brins de cordage sur un patin et en utilisant la méthode du plan incliné, le plan étant fait de la même matière que le cylindre du cabestan. En particulier, si le cylindre est en bois, on veillera à bien conserver les orientations respectives des brins et du fil du bois de la piste. On pourra enfin faire varier les couples cordage/rouleau. Ex. ficelle de boucher/rouleau à pâtisserie en bois pour un frottement (instinctivement) « fort » ; fil de pêche en nylon/tige en teflon pour un frottement « faible » .
- D. *Détermination expérimentale du coefficient η de Bayman*. — On reprendra les éléments du montage pour déterminer le seuil de glissement d'un cordage sur son cylindre quand il est pressé par un autre cordage (de même nature et de même diamètre) (figure 13). Nous ferons varier la tension du cordage surenroulé d'une part (pour vérifier la validité de l'argument de Bayman illustré dans la figure 8 (droite)) et le rayon du cordage (pour étudier la pertinence du résultat de l'équation (2)).
- E. *Critère de Bayman sur le nœud de cabestan* — Munis des coefficients μ_s et η , nous essaierons

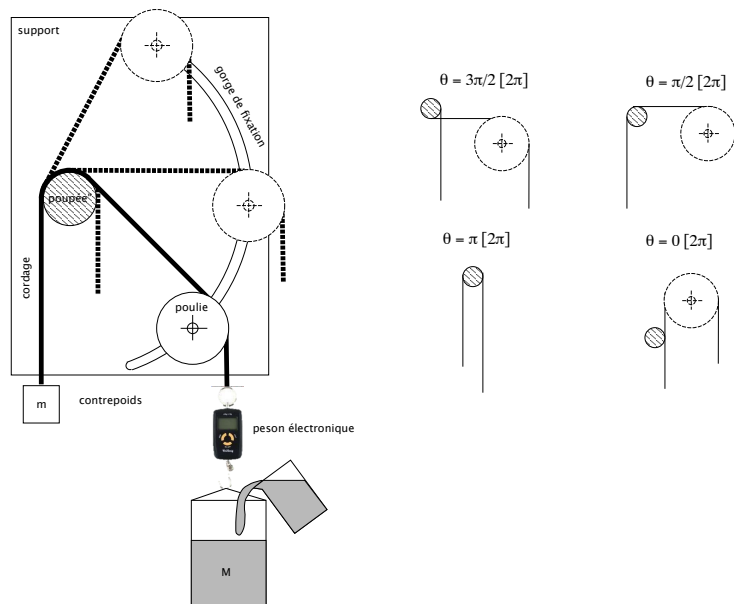


FIGURE 12 – Schéma de principe du dispositif permettant de tester la relation fondamentale (1) du cabestan avec enroulement simple. En changeant la position de la poulie, on fera varier finement l'angle entre $2n\pi$ et $2(n+1)\pi$ où n est le nombre de tours entiers. Les schémas à droite indiquent les configurations permettant de réaliser des angles particuliers. Noter que l'enroulement sur le cylindre (poupée) doit éviter le chevauchement des spires et que les brins libres ne sont donc pas coplanaires. Le dynamomètre électronique permet une mesure en direct de la tension à l'extrémité du cordage.

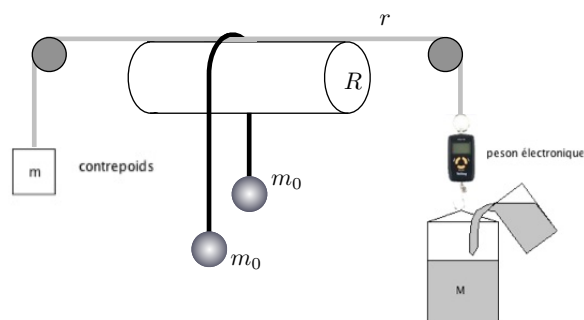


FIGURE 13 – Schéma de principe du dispositif pour la détermination du coefficient de η de Bayman.

de vérifier la validité du critère d'accroche de Bayman ($\eta\varepsilon > 1$) pour le nœud de cabestan et pour un série de nœuds d'accroche.

Références

- [1] Coulomb, C.A. Théorie des machines simples, en ayant égard au frottement de leurs parties, et à la roideur des cordages — pièce qui a remporté le Prix double de l'Académie des Sciences pour l'année 1781. <http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k1095299>
- [2] Feynman, R., Leighton, R., and Sands, M. Le cours de physique de Feynman (traduit par G. Delacôte), (Dunod, Paris) (1998)
- [3] Halliday, D., Resnick, R., and Walker, J. *Fundamentals of Physics* 10th ed (Wiley, New York) (2010)
- [4] Hecht, E. *Physique* (de boeck, Bruxelles) (2009)
- [5] Bowden, F.P., and Tabor, D. *The Friction and Lubrication of Solids*, revised edition (Oxford University Press, Oxford) (2001)
- [6] Levin, E. Friction experiments with a capstan, *American Journal of Physics* **59** (1990) 80-84
- [7] Bayman, B.F. Theory of hitches, *American Journal of Physics* **45** (1977) 185-190