

- Dans le référentiel du support, les actions de contact exercées par une articulation parfaite ont une puissance nulle.

Nous établirons également que, dans un référentiel quelconque, la puissance moteur complet des actions de contact (action de S_1 sur S_2 et réaction de S_2 sur S_1), considéré comme les forces intérieures au système $S_1 + S_2$ est nul pour une articulation parfaite. En termes thermodynamiques, il n'y a pas d'énergie dissipée sous forme de chaleur par l'articulation :

- Une articulation parfaite est non-dissipative.

EXERCICES D'APPLICATION

EX. M5.1 Oscillateur amorti par frottement de glissement

La figure 1a montre un pendule élastique dont la masse mobile m , d'abscisse x par rapport à la position de repos du ressort de raideur k , repose sur un support horizontal avec un coefficient de frottement f .

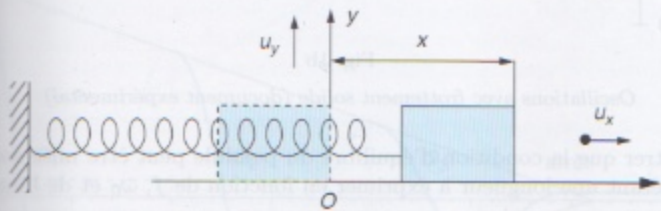


Fig. 1a

Oscillations avec frottement solide

Le document expérimental (figure 1b)⁶ montre un échantillonnage de $x(t)$ obtenu par acquisition sur ordinateur. Plusieurs propriétés se dégagent de l'observation de ce document :

• Le mouvement est pseudopériodique et l'on constate que sa pseudopériode est, $T_p = 2\pi/\omega_0$, égale à la période propre $T_0 = 2\pi/\omega_0$ du pendule non amorti.

• Les amplitudes successives décroissent en progression arithmétique alors que la décroissance est en progression géométrique dans le cas de l'oscillateur amorti par frottement fluide étudié dans le cours de première année ($x(t)$ n'est pas enveloppée par deux exponentielles mais par deux droites).

• Le pendule amorti par frottement de glissement s'arrête définitivement au bout d'un temps fini et sa position d'arrêt n'est pas nécessairement la position de repos du ressort.

L'objectif de l'exercice est de faire constater que les lois de Coulomb du frottement de glissement suffisent à rendre compte des faits observés.

⁶ Réalisé au lycée Gambetta à Arras à l'aide d'un banc à coussin d'air, une tige métallique liée à la masse mobile frottant sur un fil tendu.

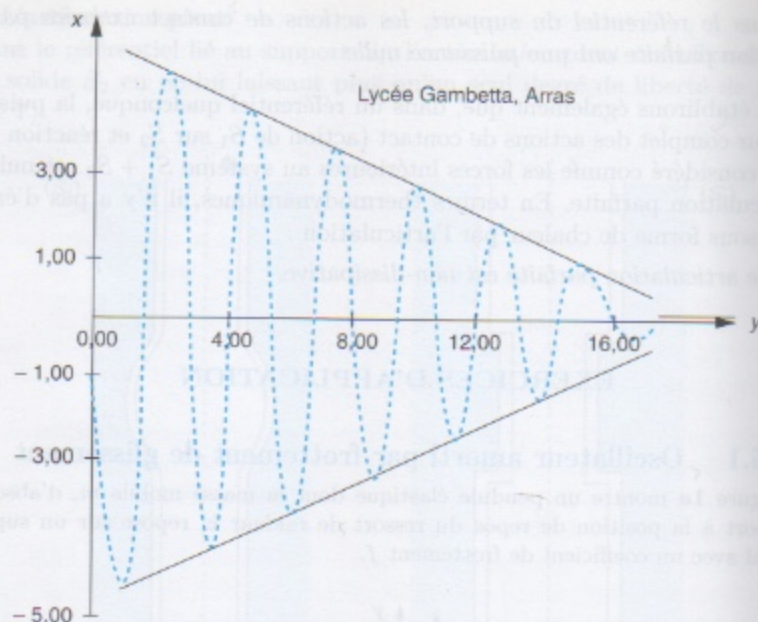


Fig. 1b

Oscillations avec frottement solide (document expérimental)

- 1) Montrer que la condition d'équilibre du pendule peut être mise sous la forme $|x| < X$, X étant une longueur à exprimer en fonction de f , ω_0 et de l'intensité g de la pesanteur.
- 2) Le pendule est abandonné sans vitesse avec $x = x_0 > X$. Montrer que l'équation du mouvement du pendule peut s'écrire :

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \epsilon \omega_0^2 X$$

ϵ étant une quantité sans dimension dont la valeur dépend de \dot{x} d'une manière que l'on précisera.

- 3) Rendre compte de l'observation (a).
- 4) Rendre compte des observations (b) et (c).

Solution

• 1) La condition d'équilibre s'établit à partir de la loi du frottement statique comme (7) et (8), le rôle de F étant joué par la force exercée par le ressort, de module $k|x|$. En raisonnant comme pour l'établissement de (9), on obtient la condition $k|x| < fmg$ soit :

$$|x| < X \quad ; \quad X = \frac{fmg}{k} = \frac{fg}{\omega_0^2} \quad (2)$$

• 2) Les projections de l'équation du théorème du mouvement du centre de masse respectivement sur l'horizontale Ox et sur la verticale Oy s'écrivent :

$$m\ddot{x} = -kx + T \quad ; \quad m\ddot{y} = 0 = N - mg \quad (3)$$

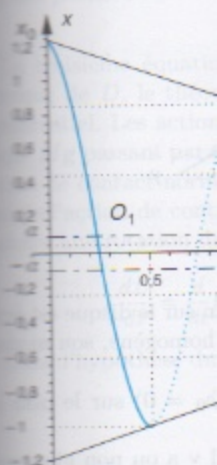
... selon la loi du frotte
... la fonction signe :

Cette équation s'ident

• 3) Le mouvement est
... Pour chaque phas
... période strictement

• 4) Le mouvement co
... arche de la sinusoid
... \dot{x} change de signe
... de même durée, r
... $-X$...

Sans avoir à explicite
... à $x_0 - X$ au-c
... l'abscisse du premier



Ce premier minimum
... symétrie O_1' , on en déc

En poursuivant le r
... arithmétique d
... la vitesse à l'intérieu

On notera la très b
... établie à partir d
... document 8.I.b issu dir

selon la loi du frottement cinétique, $|T| = f|N| = fmg$ et $T\dot{x} < 0$, soit, en notant la fonction signe :

$$m\ddot{x} = -kx - \text{sgn}(\dot{x}) fmg \quad (4)$$

Cette équation s'identifie bien à (1), avec $\epsilon = -\text{sgn}(\dot{x})$.

Le mouvement est constitué d'une suite de phases déterminées par le signe de la vitesse. Pour chaque phase, (1) décrit un mouvement sinusoïdal de « centre » $x = -\epsilon X$ et une période strictement égale à T_0 .

Le mouvement commence par une phase à $\dot{x} < 0$ et donc $\epsilon = 1$, soit pour $x(t)$ une arche de la sinusoïde centrée au point O_1 tel que $x = X$. Cette phase s'achève quand \dot{x} change de signe, soit à $t_1 = T_0/2$. On entame ensuite une phase de vitesse positive de même durée, représentée par une arche de sinusoïde centrée en O'_1 d'abscisse $t_1 = T_0/2$.

Pour avoir à expliciter les solutions (V. figure 1c), on constate que le départ en x_0 se situe « à $x_0 - X$ au-dessus de O_1 », d'où, en exploitant la symétrie par rapport à l'abscisse du premier minimum :

$$x_1 = -(x_0 - X) + X = -x_0 + 2X$$

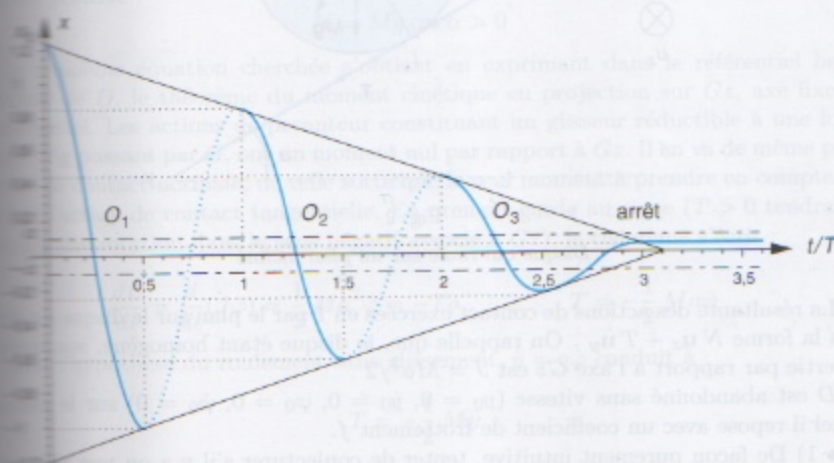


Fig. 1c

Oscillations avec frottement solide (simulation)

Le premier minimum étant à $-x_1 - X = x_0 - 3X$ au-dessous du nouveau centre de centre O'_1 , on en déduit l'abscisse du second maximum de $x(t)$:

$$x_2 = x_0 - 3X - X = x_0 - 4X$$

Poursuivant le raisonnement, on voit que les amplitudes varient selon une progression arithmétique de raison $-4X$ jusqu'à ce que se produise la première annulation de vitesse à l'intérieur de la « bande » $|x| < X$, laquelle est suivie de l'arrêt définitif.

On notera la très bonne concordance entre la figure 1c qui représente une simulation établie à partir des conclusions précédentes, déduites des lois de Coulomb, et le résultat 8.1b issu directement d'une expérience.