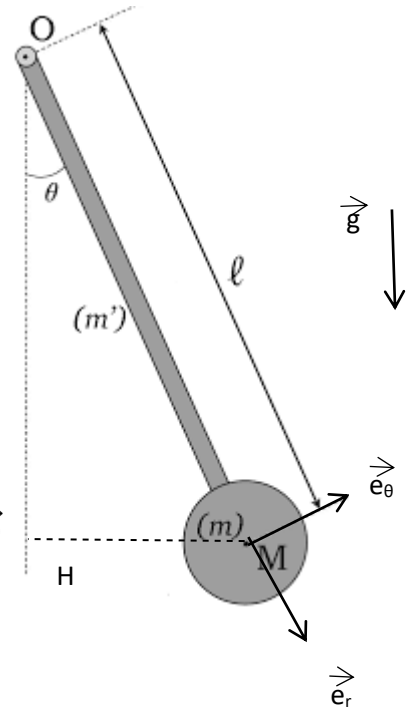


L'EQUATION DU PENDULE

Contexte : On dispose d'une masse ponctuelle m reliée à un fil sans masse, inextensible et sans raideur. La masse est lâchée sans vitesse avec un certain angle par rapport à la verticale non nul. On cherche à déterminer l'évolution de cette masse au cours du temps.

Pour ce faire, on se place en coordonnées polaires :
On note θ l'angle fait entre le fil et la verticale. On cherche ainsi à déterminer l'évolution $\theta(t)$, dans le cas sans frottements.



1) Faire le bilan des forces extérieures appliquées au point M dans la base $(O, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$

2) La position du point M est $\vec{OM} = l\vec{e}_r$

Montrer alors que la vitesse du point M s'écrit : $\vec{V}(M) = \frac{d\vec{OM}}{dt} = l\dot{\theta}\vec{e}_\theta$

Montrer de même que l'accélération du point M s'écrit :

$$\vec{a}(M) = \frac{d^2\vec{OM}}{dt^2} = -l\dot{\theta}^2\vec{e}_r + l\ddot{\theta}\vec{e}_\theta$$

Indication : On pourra d'abord remarquer que les vecteurs \vec{e}_r et \vec{e}_θ varie d'orientation au cours du temps. On calculera donc leur dérivée par rapport au temps.

- 3) Appliquer le principe fondamental de la dynamique à la masse m dans le référentiel du laboratoire supposé galiléen. En déterminer une équation différentielle du deuxième ordre. On posera $\omega_0^2 = \frac{g}{l}$
- 4) On suppose que le pendule oscille avec un angle θ petit (On prend $\theta \ll 1 \text{ rad}$). Sous ces hypothèses on peut dire que $\sin(\theta) \approx \theta$. En déduire que l'équation précédente peut se mettre sous la forme d'une équation d'oscillateur harmonique.
- 5) Résoudre cette équation différentielle ainsi obtenue en prenant comme conditions aux limites : $\theta(0) = \theta_0$ et $\dot{\theta}(0) = 0$.
- 6) En reprenant les équations obtenues à la question 2), déterminer l'énergie cinétique de la masse ainsi que son énergie potentielle. On fixera pour cette dernière $E_p(O) = 0$.

Corrigé :

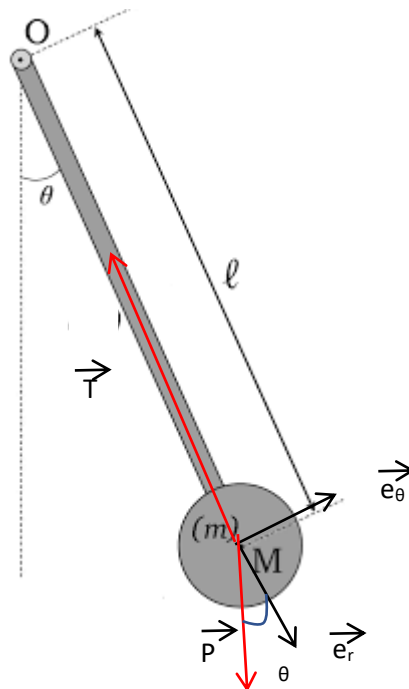
- 1) Action de la pesanteur : Pour la déterminer dans la base polaire, il est nécessaire de projeter le vecteur intensité de pesanteur \vec{g} dans cette base.

Ainsi $\vec{g} = -g\cos(\theta)\vec{e}_r + g\sin(\theta)\vec{e}_\theta$ et comme $\vec{P} = m\vec{g}$, on en déduit :

$$\vec{P} = -mg(\sin(\theta)\vec{e}_r + \cos(\theta)\vec{e}_\theta)$$

Tension du fil : On ne prendra pas en compte le signe lié à cette force :

$$\vec{T} = T\vec{e}_r$$



- 2) Calculons les dérivées par rapport au temps des vecteur \vec{e}_r et \vec{e}_θ :

$$\frac{d\vec{e}_r}{dt} = \frac{d\vec{e}_r}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{d\vec{e}_r}{d\theta} \dot{\theta} \quad \text{or, } \vec{e}_r = \cos(\theta)\vec{e}_x + \sin(\theta)\vec{e}_y$$

$$\text{et } \vec{e}_\theta = -\sin(\theta)\vec{e}_x + \cos(\theta)\vec{e}_y \quad \text{donc, } \frac{d\vec{e}_r}{d\theta} = \vec{e}_\theta \quad \text{et } \frac{d\vec{e}_\theta}{d\theta} = -\vec{e}_r$$

$$\text{donc } \frac{d\vec{e}_r}{dt} = \dot{\theta}\vec{e}_\theta \quad \text{et } \frac{d\vec{e}_\theta}{dt} = -\dot{\theta}\vec{e}_r$$

$$\text{comme } \overline{OM} = l\vec{e}_r, \text{ on en déduit que : } \boxed{\overline{V(M)} = \frac{d\overline{OM}}{dt} = l\dot{\theta}\vec{e}_\theta}$$

On procède de même avec l'accélération et on trouve :

$$\boxed{\overline{a(M)} = \frac{d^2\overline{OM}}{dt^2} = -l\dot{\theta}^2\vec{e}_r + l\ddot{\theta}\vec{e}_\theta}$$

3) D'après le principe fondamental de la dynamique :

$\vec{a}(M) = \vec{P} + \vec{T}$ en projetant cette équation selon \vec{e}_θ , on trouve :

$l\ddot{\theta} = -g\sin(\theta)$ soit en posant $\omega_0^2 = \frac{g}{l}$ on obtient l'équation différentielle suivante :

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2 \sin(\theta) = 0$$

4) En utilisant l'approximation de la fonction sinus pour des petits angles, on trouve que l'équation du mouvement est régie par une équation d'oscillateur harmonique.

$$\ddot{\theta}(t) + \omega_0^2 \theta(t) = 0$$

5) Comme le second membre de cette équation différentielle est nulle, la solution particulière est elle aussi égale à 0.

On cherche une solution de l'équation homogène (qui correspond à la solution finale) sous la forme $\theta(t) = A\cos(\omega_0 t) + B\sin(\omega_0 t)$

En utilisant les conditions initiales : $\theta(0) = \theta_0 = A$ et $\dot{\theta}(0) = 0 = \omega_0 B \rightarrow B = 0$

D'où l'équation du mouvement du point M dans le référentiel du laboratoire :

$$\theta(t) = \theta_0 \cos(\omega_0 t)$$

6) L'énergie cinétique de la masse M est :

$$E_c(t) = \frac{1}{2} m \vec{V}(M)^2 = \frac{1}{2} ml^2 \dot{\theta}^2$$

Or $\dot{\theta}(t) = -\theta_0 \omega_0 \sin(\omega_0 t)$ donc, $E_c(t) = \frac{1}{2} ml^2 \omega_0^2 \theta_0^2 (\sin(\omega_0 t))^2$

On remarque que cette énergie est minimale (elle est nulle) lorsque $(\sin(\omega_0 t))^2 = 0$

c'est-à-dire quand $t \equiv \frac{\pi}{\omega_0} \text{ mod } \pi$ ce qui correspond à un angle $\theta = \pm \theta_0$

On trouve donc que l'énergie cinétique est minimale lorsque le pendule est à ses positions extrémales.

Par ailleurs, elle est maximale lorsque $(\sin(\omega_0 t))^2 = 1$

c'est-à-dire quand $t \equiv \frac{\pi}{2\omega_0} \text{ mod } \pi$ ce qui correspond à un angle $\theta = 0$

On trouve que l'énergie cinétique est maximale lorsque le bras du pendule est aligné avec la verticale.

Pour déterminer l'énergie potentielle de la masse liée à l'action de la pesanteur, il faut déterminer la projection orthogonale du point M sur l'axe vertical. En notant H ce point sur cet axe, on a $OH = mgl\cos(\theta(t))$

Ainsi, comme $E_p(t) = -mgOH$, $E_p(t) = -mgl\cos(\theta(t))$

L'énergie potentielle est donc minimale lorsque $\theta = 0$, ce qui correspond au maximum de l'énergie cinétique.

Elle est maximale lorsque θ est maximal ie lorsque $\theta = \pm\theta_0$, ce qui correspond au minimum de l'énergie cinétique.

On peut même dire que le système est conservatif