
Corrigé Série 07 : Energie et équilibreExercices d'introduction

A Questions conceptuelles

1. Pour gravir une pente, on exerce une force égale et opposée au poids, $\vec{P}$, qui effectue un travail par unité de temps $dW/dt = Pdh/dt$, où dh/dt est la hauteur parcourue par unité de temps. Si la pente est gravie en zigzag plutôt que tout droit, dh/dt et, par conséquent la puissance fournie, dW/dt , est plus petite.

2. La caisse subit deux forces, son poids et la force que vous exercez (en réalité, elle subit tout au début une force de réaction du sol, et tout à la fin une force de réaction de la table ; nous ferons comme si ces forces de soutien étaient en fait aussi exercées par vous, autrement dit la situation initiale est une caisse que vous soutenez au niveau du sol et la situation finale est une caisse que vous soutenez au niveau de la table).

Au départ et à l'arrivée, votre force est égale et opposée au poids, et la caisse est immobile. Donc, entre le départ et l'arrivée, l'énergie cinétique de la caisse n'a pas changé, ce qui signifie que le travail de la résultante des forces qui se sont exercées sur elle pendant la manoeuvre est nul (théorème de l'énergie cinétique) ; on en déduit que le travail de votre force est opposé au travail de poids. Comme le travail du poids vaut $-mgh$, où h est la hauteur de la table, le travail de votre force vaut nécessairement mgh . Ce résultat est d'une simplicité surprenante, quand on pense que la caisse doit nécessairement subir des accélérations pendant son trajet et donc que votre force ne reste pas constamment égale au poids de la caisse.

Finalement, on a les réponses suivantes aux questions posées dans l'énoncé :

- (i) non
- (ii) non
- (iii) oui
- (iv) oui

Il faut toutefois commenter la réponse aux points (i) et (ii), qui contredit l'expérience : en réalité, il est plus fatigant de transporter la caisse sur un long trajet, alors même que le travail fourni semble indépendant du trajet. La raison de cette apparente contradiction réside dans le fait que porter un objet lourd à une altitude constante au-dessus du sol nous coûte de l'énergie – nos muscles ne sont pas des supports rigides, ils ont besoin d'un apport d'énergie constant pour se contracter. Une façon de modéliser ce coût énergétique est de considérer que des 'micro-mouvements' ont lieu en permanence verticalement, et que l'énergie potentielle fournie par la pesanteur lors des mouvements par le bas n'est pas récupérée par nos muscles, elle est perdue sous forme de chaleur, ce qui correspond à une force de frottement. Ainsi, en pratique, on choisira le chemin le plus court.

B Forces conservatives et non-conservatives

1. On a $V(z) = \frac{1}{2}kz^2$ qui vérifie bien

$$-\vec{\nabla}V = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -kz \end{pmatrix} = \vec{F}.$$

2. La force est conservative car elle dérive d'un potentiel (cf. cours).
3. Calculons les travaux de la force le long des segments AB , BC , CD et DA :
- $W_{AB} = 0$ car $\vec{F}$ est nulle sur ce segment ($z = 0$).
 - $W_{BC} = W_{DA} = 0$ car $\vec{F}$ est perpendiculaire à la trajectoire le long de ces segments.
 - $W_{CD} = kz_0x_0$.
4. Le travail total est donné par $W = W_{AB} + W_{BC} + W_{CD} + W_{DA} = kz_0x_0 \neq 0$. Comme le chemin ABCD est fermé, on en déduit que $\vec{F}$ n'est pas une force conservative.

C Position d'équilibre du ressort

1. Selon les coordonnées du repère incliné $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_y)$, l'énergie potentielle peut s'écrire comme

$$E_{pot}(\vec{r}) = -mgx \sin \alpha + \frac{1}{2}k(x - l_0)^2.$$

2. E_{pot} est minimal quand $\vec{\nabla}E_{pot}(\vec{r}_{eq}) = \vec{0}$, ce qui s'écrit ici

$$-mg \sin \alpha + k(x_{eq} - l_0) = 0 \implies x_{eq} = l_0 + \frac{mg \sin \alpha}{k}.$$

Comme le ressort est astreint à se déplacer sur le plan, $y_{eq} = 0$, on a donc

$$\vec{r}_{eq} = \begin{pmatrix} l_0 + \frac{mg \sin \alpha}{k} \\ 0 \end{pmatrix}.$$

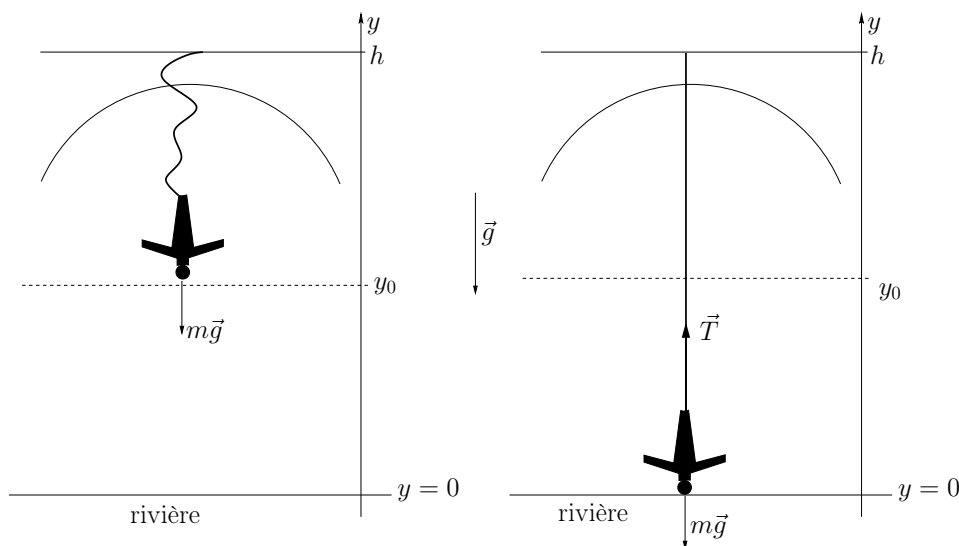
3. Dans le cas où le ressort est vertical, $\alpha = \pi/2$. On obtient donc

$$\vec{r}_{eq} = \begin{pmatrix} l_0 + \frac{mg}{k} \\ 0 \end{pmatrix}.$$

On retrouve ainsi la position d'équilibre du ressort vertical dérivée en cours à partir du bilan des forces.

Problèmes

1 Saut à l'élastique



- a) Pour trouver la longueur à vide de l'élastique, on va utiliser la conservation de l'énergie mécanique. On fait d'abord un schéma de la situation avec un axe vertical y dirigé vers le haut et son origine au niveau de la rivière. Le haut du pont est en $y = h$. (On aurait pu choisir, comme dans l'exemple du saut à l'élastique présenté dans le cours, de placer l'axe vertical vers le bas, mais cela n'aurait rien changé aux résultats, qui sont indépendants du repère choisi.) On considère que l'étudiante est un point matériel. Tout au long de sa chute, la personne est soumise à son poids $m\vec{g} = -mg\hat{e}_y$. Par contre la tension exercée par l'élastique $\vec{T} = -k\Delta y\hat{e}_y$ agit seulement une fois que l'élastique est tendu (à partir de la position $y = y_0$). La longueur $h - y_0$ est donc la longueur à vide de l'élastique l_0 que l'on cherche. L'allongement de l'élastique Δy est donné par

$$\Delta y = \begin{cases} 0 & \text{si } y_0 \leq y \leq h \text{ (chute libre),} \\ y - y_0 & \text{si } 0 \leq y \leq y_0 \text{ (chute "assistée").} \end{cases}$$

On re-écrit ces conditions pour faire apparaître l_0 à la place de y_0 puisque $y_0 = h - l_0$:

$$\Delta y = \begin{cases} 0 & \text{si } h - l_0 \leq y \leq h \text{ (chute libre),} \\ y - h + l_0 & \text{si } 0 \leq y \leq h - l_0 \text{ (chute "assistée").} \end{cases}$$

Les deux forces exercées sur la personne sont conservatives, et donc l'énergie mécanique totale incluant l'énergie cinétique et les énergies potentielles dont ces deux forces dérivent est conservée. L'énergie mécanique totale s'écrit :

$$E = \frac{1}{2}mv_y^2 + mgy + \frac{1}{2}k(\Delta y)^2 \quad (1)$$

Au départ, sur le pont, l'énergie cinétique est nulle ainsi que l'énergie potentielle associée à la tension de l'élastique. On a donc

$$E = 0 + mgh + 0.$$

A l'arrivée, juste au-dessus de la rivière, l'énergie cinétique est également nulle (la chute de la personne est stoppée, sa vitesse est nulle) et l'énergie potentielle de pesanteur est nulle. On a donc :

$$E = 0 + 0 + \frac{1}{2}k(h - l_0)^2.$$

La conservation de l'énergie donne :

$$\begin{aligned} mgh = \frac{1}{2}k(h - l_0)^2 &\Rightarrow (h - l_0)^2 = 2\frac{mgh}{k} \Rightarrow h - l_0 = \mp \sqrt{2\frac{mgh}{k}}. \\ \Rightarrow l_0 = h \pm \sqrt{\frac{2mgh}{k}}. \end{aligned}$$

La longueur à vide de l'élastique doit évidemment être plus petite que la hauteur du pont (!) donc la solution qui a une signification physique est

$$l_0 = h - \sqrt{\frac{2mgh}{k}}. \quad (2)$$

Remarque : La longueur l_0 devant être positive, cette solution n'existe que si $h > 2mg/k$, c'est-à-dire si le pont est suffisamment haut, l'élastique suffisamment "fort", et la personne suffisamment légère.

- b) Durant la phase de chute libre, le mouvement est uniformément accéléré ; la vitesse maximale durant cette phase a donc lieu en $y = y_0 = h - l_0$, qui marque le début de la phase "assistée" par l'élastique. Durant cette deuxième phase, la vitesse va encore croître jusqu'à une vitesse maximale. L'énergie mécanique totale vaut

$$E_{tot} = E_{pot} + E_{cin} = mgy + \frac{1}{2}k(h - l_0 - y)^2 + \frac{1}{2}mv_y^2.$$

La vitesse est maximale quand l'énergie cinétique $E_{cin}(y)$ est maximale. Mais pour que l'énergie soit conservée, il faut qu'à la position où l'énergie cinétique est maximale, l'énergie potentielle

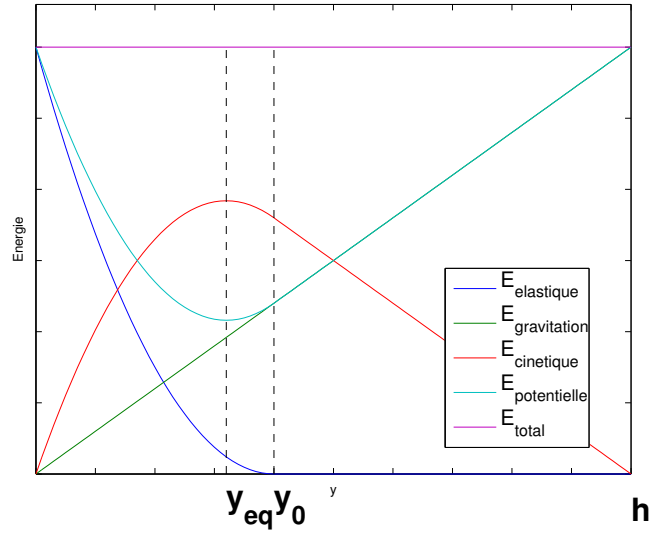
$$E_{pot}(y) = mgy + \frac{1}{2}k(h - l_0 - y)^2$$

soit minimale (voir figure ci-après). Ceci est réalisé quand $\frac{d(E_{pot})}{dy} = 0$:

$$\frac{d(E_{pot})}{dy} = mg - k(h - l_0 - y) = 0, \quad (3)$$

et donc la hauteur à laquelle la vitesse est maximale est

$$y = h - l_0 - \frac{mg}{k}. \quad (4)$$



2 Pendule perturbé par un ressort

Après une lecture attentive de la donnée, on réalise que le problème posé se rapproche du pendule traité en cours.

- a) L'énergie potentielle du point matériel est la somme de l'énergie potentielle de gravitation et de l'énergie potentielle du ressort.

$$E_{pot} = E_{ressort} + E_{grav.} = \frac{1}{2}k\Delta l^2 + mgh$$

où $\Delta l = l - l_0$ est l'allongement du ressort (ici, $l_0 = 0$) et h l'altitude du point matériel ($h = 0$ en F). On désire exprimer cette énergie potentielle en fonction de θ .

Comme

$$l = 2R \sin \frac{\theta}{2} \quad \text{et} \quad h = -R \sin \theta$$

on écrit

$$E_{pot}(\theta) = \frac{1}{2}k \left(2R \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 - mgR \sin \theta \quad (5)$$

$$= 2kR^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} - mgR \sin \theta. \quad (6)$$

On utilise la relation

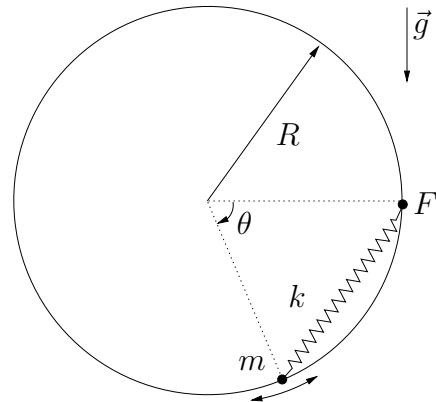
$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1 - \cos \theta}{2}$$

ce qui donne

$$E_{pot}(\theta) = kR^2(1 - \cos \theta) - mgR \sin \theta \quad (7)$$

$$= kR^2 - kR^2 \cos \theta - mgR \sin \theta. \quad (8)$$

Remarque : on arrive au même résultat en utilisant le théorème du cosinus $l^2 = R^2 + R^2 - 2R^2 \cos \theta$.



- b) Les positions d'équilibre correspondent aux valeurs de θ pour lesquelles la dérivée de l'énergie potentielle est nulle. On doit donc satisfaire la condition

$$\left. \frac{dE_{pot}}{d\theta} \right|_{\theta=\theta_{eq}} = 0. \quad (9)$$

On a

$$\frac{dE_{pot}}{d\theta} = kR^2 \sin \theta - mgR \cos \theta.$$

La condition (9) devient

$$kR^2 \sin \theta_{eq} = mgR \cos \theta_{eq} \Rightarrow \tan \theta_{eq} = \frac{mg}{kR}. \quad (10)$$

Autrement dit

$$\theta_{eq,1} = \arctan \frac{mg}{kR} \quad \text{et} \quad \theta_{eq,2} = \arctan \frac{mg}{kR} + \pi \quad (11)$$

dans l'intervalle $\theta \in [0, 2\pi]$.

La stabilité des positions d'équilibre est donnée par le signe de la dérivée seconde du potentiel au point d'équilibre : si $\left. \frac{d^2 E_{pot}}{d\theta^2} \right|_{\theta=\theta_{eq}} > 0$, la position d'équilibre est stable, si $\left. \frac{d^2 E_{pot}}{d\theta^2} \right|_{\theta=\theta_{eq}} < 0$, elle est instable.

$$\frac{d^2 E_{pot}}{d\theta^2} = kR^2 \cos \theta + mgR \sin \theta \quad (12)$$

$$= \cos \theta (kR^2 + mgR \tan \theta). \quad (13)$$

En utilisant l'équation (10), on a

$$\left. \frac{d^2 E_{pot}}{d\theta^2} \right|_{\theta=\theta_{eq}} = \cos \theta_{eq} (kR^2 + mgR \frac{mg}{kR}) \quad (14)$$

$$= \cos \theta_{eq} \frac{1}{k} (k^2 R^2 + m^2 g^2). \quad (15)$$

Pour la première position d'équilibre ($\theta_{eq,1} = \arctan \frac{mg}{kR} \in [0, \frac{\pi}{2}]$), cette expression est positive, car $\cos \theta_{eq,1}$ est positif. Le point d'équilibre $\theta_{eq,1}$ est donc stable.

Pour la deuxième position d'équilibre ($\theta_{eq,2} = \arctan \frac{mg}{kR} + \pi \in [\pi, \frac{3\pi}{2}]$), cette expression est négative, car $\cos \theta_{eq,2}$ est négatif. On en conclut que le point d'équilibre $\theta_{eq,2}$ est instable.

- c) Comme l'énergie cinétique est donnée par $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\dot{s}^2$, où s est l'abscisse curviligne, la pulsation des petites oscillations autour de la position d'équilibre stable est donnée par $\omega = \sqrt{\frac{k_{eff}}{m}}$ où k_{eff} est la dérivée seconde du potentiel par rapport à l'abscisse curviligne s , qui dans le cas présent est donnée par $s(\theta) = R\theta$:

$$k_{eff} = \left. \frac{d^2 E_{pot}}{ds^2} \right|_{\theta=\theta_{eq,1}} = \frac{1}{R^2} \left. \frac{d^2 E_{pot}}{d\theta^2} \right|_{\theta=\theta_{eq,1}} \quad (16)$$

$$= \frac{1}{R^2} \cos \theta_{eq,1} \frac{1}{k} (k^2 R^2 + m^2 g^2) \quad (17)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta_{eq,1}}} k \left(1 + \frac{m^2 g^2}{k^2 R^2} \right) \quad (18)$$

$$= k \sqrt{1 + \frac{m^2 g^2}{k^2 R^2}} = m \sqrt{\frac{k^2}{m^2} + \frac{g^2}{R^2}}. \quad (19)$$

Et donc

$$\omega = \sqrt{\frac{k_{\text{eff}}}{m}} = \left[\left(\frac{k}{m} \right)^2 + \left(\frac{g}{R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (20)$$

Remarque : On peut aussi procéder directement avec la coordonnée θ , sans passer par l'abscisse curviligne, en utilisant la conservation de l'énergie mécanique

$$E_{\text{mec}}(\theta) = \frac{1}{2}mR^2\dot{\theta}^2 + E_{\text{pot}}(\theta). \quad (21)$$

Pour étudier les petites oscillations autour d'une position d'équilibre θ_{eq} , on écrit $\theta = \theta_{\text{eq}} + \delta\theta$ avec $\delta\theta \ll 1$. Le développement de Taylor autour de θ_{eq} donne alors

$$E_{\text{mec}}(\theta) = E_{\text{pot}}(\theta_{\text{eq}}) + \frac{1}{2}\delta\theta^2 \frac{d^2 E_{\text{pot}}}{d\theta^2} \Big|_{\theta=\theta_{\text{eq}}} + O(\delta\theta^3) \quad (22)$$

et on a

$$\frac{1}{2}mR^2\dot{\theta}^2 = \frac{1}{2}mR^2\dot{\delta\theta}^2. \quad (23)$$

Donc, l'énergie mécanique s'écrit

$$E_{\text{pot}}(\theta) = \frac{1}{2}mR^2\dot{\delta\theta}^2 + E_{\text{pot}}(\theta_{\text{eq}}) + \frac{1}{2}\delta\theta^2 \frac{d^2 E_{\text{pot}}}{d\theta^2} \Big|_{\theta=\theta_{\text{eq}}} + O(\delta\theta^3). \quad (24)$$

Puisque E_{mec} est une intégrale première du mouvement, on a $\frac{dE_{\text{mec}}(\theta)}{dt} = 0$. Au deuxième ordre en $\delta\theta$, cette équation donne

$$mR^2\dot{\delta\theta}\ddot{\delta\theta} + \delta\theta\dot{\delta\theta} \frac{d^2 E_{\text{pot}}}{d\theta^2} \Big|_{\theta=\theta_{\text{eq}}} = 0. \quad (25)$$

En simplifiant, on obtient

$$m\ddot{\delta\theta} = -k_{\text{eff}}\delta\theta, \quad (26)$$

avec $k_{\text{eff}} = \frac{1}{R^2} \frac{d^2 E_{\text{pot}}}{d\theta^2} \Big|_{\theta=\theta_{\text{eq}}}$.

- d) Faisons un rappel des résultats obtenus au b) et c). Les positions d'équilibre sont données par l'équation (11)

$$\theta_{\text{eq},1} = \arctan \frac{mg}{kR} \quad \text{et} \quad \theta_{\text{eq},2} = \arctan \frac{mg}{kR} + \pi.$$

La solution $\theta_{\text{eq},1}$ est stable, alors que $\theta_{\text{eq},2}$ instable. La pulsation des petites oscillations autour de la position d'équilibre stable est donnée par l'équation (20)

$$\omega = \sqrt{\frac{k_{\text{eff}}}{m}} = \left[\left(\frac{k}{m} \right)^2 + \left(\frac{g}{R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{4}}.$$

Dans le cas limite $k \rightarrow 0$ (le ressort est tellement faible qu'il ne joue aucun rôle), on obtient

$$\theta_{\text{eq},1} = \frac{\pi}{2} \quad \text{et} \quad \theta_{\text{eq},2} = \frac{3\pi}{2}$$

et

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{R}}.$$

Ce qui est bien ce à quoi on s'attend : il y a une position d'équilibre stable au point le plus bas du cercle ($\theta = \frac{\pi}{2}$) et une instable au sommet du cercle ($\theta = \frac{3\pi}{2}$). La pulsation des petites oscillations autour de la position d'équilibre stable est celle du pendule.

Dans le cas limite $g \rightarrow 0$ (le point matériel m n'est plus soumis à la gravité), on obtient

$$\theta_{\text{eq},1} = 0 \text{ et } \theta_{\text{eq},2} = \pi$$

et

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

Ce qui est également ce à quoi on s'attend : il y a une position d'équilibre stable au point F (le ressort est complètement replié, $\theta = 0$) et une instable en face ($\theta = \pi$). La pulsation des petites oscillations autour de la position d'équilibre stable est celle d'un oscillateur harmonique de constante k .

3 Loop the loop

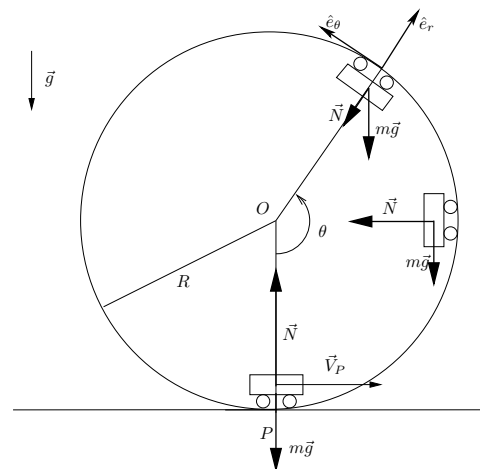
Cet exercice permet en fait de vérifier la faisabilité de l'expérience présentée dans la vidéo suivante : <https://www.youtube.com/watch?v=wiZoVAZGgsw>.

a) Afin d'arriver aux équations du mouvement, on va faire un dessin, choisir un repère, identifier les forces et les contraintes, et écrire la deuxième loi de Newton d'abord sous forme vectorielle puis projetée sur les axes du repère choisi.

— Dessin : voir ci-contre.

— Coordonnées : le problème se passe sur un cercle, on choisit naturellement un repère lié au système de coordonnées polaires $(\hat{e}_r, \hat{e}_\theta)$, avec $r = 0$ au centre O du cercle et $\theta = 0$ à la verticale en-dessous de O . Les coordonnées polaires r et θ ainsi définies correspondent aux coordonnées cylindriques usuellement appelées ρ et ϕ , où l'axe x est vertical pointant vers le bas et l'axe z est horizontal pointant en dehors du dessin (ou aux variables r et ϕ des coordonnées sphériques).

— Contraintes : le point se déplace sur le cercle, on a la contrainte $r = \text{cte} = R$ et donc $\dot{r} = \ddot{r} = 0$ et $z = \text{cte}$.



— Forces : deux forces s'exercent sur la voiture.

— La réaction $\vec{N}$ de la route circulaire : elle est perpendiculaire au cercle, autrement dit colinéaire à $\hat{e}_r$. On peut écrire $\vec{N} = N_r \hat{e}_r$ où N_r est la composante selon $\hat{e}_r$ de cette réaction. Cette dernière s'ajuste en permanence de façon à empêcher la voiture de passer à travers la route. La configuration du problème est telle que N_r ne peut prendre que des valeurs négatives.

— Le poids de la voiture $\vec{P} = m\vec{g} = mg \cos \theta \hat{e}_r - mg \sin \theta \hat{e}_\theta$.

— Equation du mouvement : la deuxième loi de Newton s'écrit sous forme vectorielle :

$$m\vec{g} + \vec{N} = m\vec{a}.$$

En coordonnées polaires, avec la contrainte $r = R = \text{cte}$, l'accélération s'écrit

$$\vec{a} = -R\dot{\theta}^2 \hat{e}_r + R\ddot{\theta} \hat{e}_\theta.$$

En projetant sur les axes, on obtient les équations du mouvement demandées :

$$\text{Sur } \hat{e}_r : \quad -mR\dot{\theta}^2 = mg \cos \theta + N_r, \quad (27)$$

$$\text{Sur } \hat{e}_\theta : \quad mR\ddot{\theta} = -mg \sin \theta. \quad (28)$$

- b) Exprimons la vitesse V et la hauteur h de la voiture en fonction de θ : $V = R\dot{\theta}$ et $h = R(1 - \cos \theta)$. On peut donc écrire l'énergie mécanique en tout point repéré par $\theta(t)$ comme

$$E_{\text{tot}}(t) = E_{\text{pot}}(t) + E_{\text{cin}}(t) = mgR(1 - \cos \theta(t)) + \frac{1}{2}mR^2\dot{\theta}(t)^2 = \text{cte}.$$

En dérivant par rapport au temps, on obtient

$$mgR \sin \theta \dot{\theta} + mR^2 \dot{\theta} \ddot{\theta} = 0,$$

qui se simplifie en

$$mR\ddot{\theta} = -mg \sin \theta.$$

On reconnaît l'équation du mouvement trouvée au point a), et démontrons ainsi que l'énergie est une intégrale première du mouvement.

- c) On cherche à exprimer N_r en fonction de la position θ de la voiture et de sa vitesse V_P au point d'entrée P dans la boucle. Il y a deux façons d'arriver à ce résultat : soit en partant de la conservation de l'énergie mécanique totale soit en intégrant les équations du mouvement.

A partir de la conservation de l'énergie mécanique : L'énergie mécanique totale de la voiture en tout point de sa trajectoire s'écrit :

$$E_{\text{pot}} + E_{\text{cin}} = mgh + \frac{1}{2}mV^2. \quad (29)$$

De plus, on connaît l'énergie mécanique de la voiture au moment d'entrer dans le looping, au point P :

$$E_{\text{cin},P} + E_{\text{pot},P} = \frac{1}{2}mV_P^2 + 0. \quad (30)$$

puisque $h_P = R(1 - \cos \theta_P) = R(1 - \cos(0)) = 0$. En utilisant le fait que l'énergie mécanique de la voiture est conservée au cours du looping, on peut écrire

$$\begin{aligned} mgR(1 - \cos \theta) + \frac{1}{2}mV^2 &= \frac{1}{2}mV_P^2 + 0 \\ \Rightarrow V^2 &= V_P^2 - 2gR(1 - \cos \theta). \end{aligned}$$

Or $V = R\dot{\theta}$, donc

$$\dot{\theta}^2 = \frac{V^2}{R^2} = \frac{V_P^2 - 2gR(1 - \cos \theta)}{R^2},$$

que l'on peut remplacer dans l'équation (27) pour obtenir N_r :

$$N_r = -m\frac{V_P^2}{R} + 2mg(1 - \cos \theta) - mg \cos \theta \quad \Rightarrow \quad N_r = -m\frac{V_P^2}{R} + 2mg - 3mg \cos \theta \quad (31)$$

A partir de l'équation du mouvement : Pour obtenir l'intégrale première du mouvement, on doit intégrer par rapport au déplacement, dx , qui est égale à $R\dot{\theta}dt$ dans ce problème. Comme R est une constante, il peut être omis, et il suffit de multiplier chaque membre de l'équation (28) par $\dot{\theta}dt$ et d'intégrer. C'est une méthode couramment utilisée pour intégrer une équation du mouvement (elle est utilisée au cours pour traiter le cas du pendule), il est conseillé de la retenir. On a ainsi

$$\int mR\ddot{\theta}\dot{\theta}dt = \int -mg\sin\theta\dot{\theta}dt,$$

que l'on intègre (avec C_1 et C_2 des constantes d'intégration)

$$mR\left(\frac{1}{2}\dot{\theta}^2\right) + C_1 = mg\cos\theta + C_2,$$

et que l'on récrit :

$$\frac{1}{2}\dot{\theta}^2 - \frac{g}{R}\cos\theta = C_2 - C_1 \equiv C. \quad (32)$$

Ceci démontre que $\frac{1}{2}\dot{\theta}^2 - \frac{g}{R}\cos\theta$ est une constante du mouvement.

Pour trouver la constante, on utilise les conditions initiales : lorsque la voiture est en $\theta = 0$, elle a une vitesse angulaire $\dot{\theta} = \frac{V_P}{R}$. On en déduit $C = -\frac{g}{R} + \frac{1}{2}\left(\frac{V_P}{R}\right)^2$. Et donc

$$\frac{1}{2}\dot{\theta}^2 - \frac{g}{R}\cos\theta = -\frac{g}{R} + \frac{1}{2}\left(\frac{V_P}{R}\right)^2.$$

On multiplie ce résultat par $-2mR$ pour faire apparaître le terme $-mR\dot{\theta}^2$:

$$-mR\dot{\theta}^2 = 2gm(1 - \cos\theta) - m\frac{V_P^2}{R}.$$

que l'on injecte dans l'équation (27). On trouve finalement la même expression que l'équation (31) pour N_r :

$$N_r = -m\frac{V_P^2}{R} + 2mg - 3mg\cos\theta. \quad (33)$$

- d) La condition d'adhérence de la voiture au circuit sur toute la durée du looping est que N_r reste toujours négative. Donc la voiture décolle dès que $N_r = 0$. Or, d'après (33), la valeur maximale de N_r (donc la plus proche de 0 puisque $N_r < 0$) est atteinte quand $\cos\theta = -1$ (car un cosinus ne prend que des valeurs comprises entre -1 et 1) c'est-à-dire au sommet du looping quand $h = 2R$. Ceci correspond bien à ce à quoi on s'attend intuitivement : c'est en haut du looping que la voiture est la moins plaquée contre la route.

$$N_{r,max} = 5mg - m\frac{V_P^2}{R}. \quad (34)$$

La voiture ne décolle pas si $N_{r,max} < 0$ et donc si et seulement si

$$V_P > \sqrt{5gR}. \quad (35)$$

4 Bille sur un anneau

a) L'accélération en coordonnées sphériques est donnée par :

$$\vec{a} = \left(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 - r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta \right) \vec{e}_r + \left(r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} - r\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta \right) \vec{e}_\theta + \left(r\ddot{\phi} \sin \theta + 2\dot{r}\dot{\phi} \sin \theta + 2r\dot{\phi}\dot{\theta} \cos \theta \right) \vec{e}_\phi.$$

La bille étant contrainte à se déplacer sur l'anneau, on a $\dot{r} = 0$. De plus, $\ddot{\phi} = 0$ puisque la vitesse de rotation de l'anneau est constante. Il s'en suit que l'accélération de la bille se réduit à

$$\vec{a} = \left(-r\dot{\theta}^2 - r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta \right) \vec{e}_r + \left(r\ddot{\theta} - r\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta \right) \vec{e}_\theta + \left(2r\dot{\phi}\dot{\theta} \cos \theta \right) \vec{e}_\phi.$$

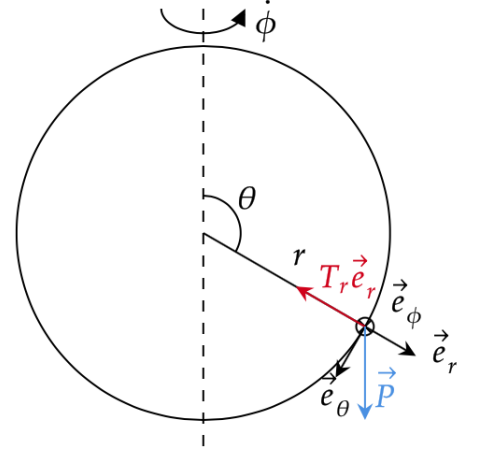
Les forces qui s'exercent sur la bille sont :

- Poids $\vec{P} = -mg \cos \theta \vec{e}_r + mg \sin \theta \vec{e}_\theta$
- La force de liaison $\vec{T} = T_r \vec{e}_r + T_\phi \vec{e}_\phi$.

Remarque : La bille étant astreinte à se déplacer sur l'anneau, la force de liaison $\vec{T}$ a un composante nulle selon $\vec{e}_\theta$ et des composantes non nulles le long des deux axes orthogonaux à $\vec{e}_\theta$.

Comme $\vec{T} \cdot \vec{e}_\theta = 0$, la projection de la deuxième loi de Newton, i.e. $m\vec{a} = \vec{P} + \vec{T}$, sur l'axe $\vec{e}_\theta$ est donnée par

$$r\ddot{\theta} - r\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta = g \sin \theta. \quad (36)$$



b) A l'équilibre, on a $\ddot{\theta} = 0$. L'équation (36) devient :

$$g \sin \theta_{eq} = -r\dot{\phi}^2 \sin \theta_{eq} \cos \theta_{eq}. \quad (37)$$

Cette équation est satisfaite si

$$\sin \theta_{eq} = 0 \text{ ou } \cos \theta_{eq} = -\frac{g}{r\dot{\phi}^2}. \quad (38)$$

Par conséquent, $\theta_{eq} = 0$ et $\theta_{eq} = \pi$ sont des positions d'équilibres. Par ailleurs, si $g < r\dot{\phi}^2$, il existe une troisième position d'équilibre donnée par

$$\theta_{eq} = \arccos \left(-\frac{g}{r\dot{\phi}^2} \right).$$

c) On considère la limite des petits angles autour de la position d'équilibre θ_{eq} . Notons $\delta\theta(t) = \theta(t) - \theta_{eq}$, où $\delta\theta \ll 1$. En utilisant le développement limité des fonctions trigonométrique, on a

$$\begin{aligned} \sin \theta &\approx \sin \theta_{eq} + \delta\theta \cos \theta_{eq}, \\ \cos \theta &\approx \cos \theta_{eq} - \delta\theta \sin \theta_{eq}. \end{aligned} \quad (39)$$

On injecte ces développements dans l'équation (36).

— $\theta_{eq} = 0$:

$$r\delta\ddot{\theta} = (g + r\dot{\phi}^2)\delta\theta. \quad (40)$$

Comme $g + r\dot{\phi}^2 > 0$, cette position d'équilibre est toujours instable.

— $\theta_{eq} = \pi$:

$$r\ddot{\delta\theta} = -(g - r\dot{\phi}^2)\delta\theta. \quad (41)$$

Cette position d'équilibre est stable si $g - r\dot{\phi}^2 > 0$. Dans ce cas, la pulsation des petites oscillations est donnée par $\omega = \sqrt{g/r - \dot{\phi}^2}$.

— $\theta_{eq} = \arccos\left(-\frac{g}{r\dot{\phi}^2}\right)$: Pour $g < r\dot{\phi}^2$, on a

$$r\ddot{\delta\theta} = -r\dot{\phi}^2(\sin\theta_{eq})^2\delta\theta \quad (42)$$

Comme $r\dot{\phi}^2(\sin\theta_{eq})^2 > 0$, cette position d'équilibre est toujours stable. La pulsation des petites oscillations est donnée par $\omega = \dot{\phi}\sin\theta_{eq}$.