



LYCÉE MICHEL MONTAIGNE

NOTES DE COURS

Physique-Chimie L2

Régis Santet

Cours réalisé par
Professeur N. CHOIMET

Année scolaire 2015/2016

Table des matières

I	Mécanique	5
1	Référentiels non galiléens	7
1.1	Description du mouvement d'un point matériel	8
1.1.1	Mouvement d'un référentiel par rapport à l'autre . . .	8
1.1.2	Dérivée d'un vecteur exprimée dans deux référentiels en mouvement relatif	9
1.1.3	Composition des vitesses. Vitesse d'entraînement . . .	10
1.1.4	Composition des accélérations	12
1.2	Lois de la dynamique du point	13
1.2.1	Les trois lois de Newton	13
1.2.2	Lois de la dynamique en référentiel non galiléen. Forces d'inertie	14
1.2.3	Référentiel entraîné en translation accélérée ($\vec{\omega} = \vec{0}$) . .	15
1.2.4	Référentiel entraîné en rotation uniforme par rapport à un axe fixe	18
1.3	Caractère galiléen de certains référentiels	20
1.3.1	Référentiel géocentrique et marée océanique	20
1.3.2	Référentiel terrestre	22

Première partie

Mécanique

Chapitre 1

Référentiels non galiléens

La description du mouvement d'un objet dépend de l'observateur. Un observateur lié à un solide (par exemple un train ou un quai) est lié à un système d'axes, c'est-à-dire 3 axes rigidement liés ainsi que d'une horloge (unique en mécanique classique car le temps est universel).

En L1, on étudie les référentiels galiléens vérifiant le principe d'inertie (1ère loi de Newton). En L2, on étudie les référentiels non galiléens dans deux cas :

- les référentiels en translation accélérée,
- les référentiels en rotation uniforme autour d'un axe fixe.

Sommaire

1.1	Description du mouvement d'un point matériel	8
1.1.1	Mouvement d'un référentiel par rapport à l'autre .	8
1.1.2	Dérivée d'un vecteur exprimée dans deux référentiels en mouvement relatif	9
1.1.3	Composition des vitesses. Vitesse d'entraînement .	10
1.1.4	Composition des accélérations	12
1.2	Lois de la dynamique du point	13
1.2.1	Les trois lois de Newton	13
1.2.2	Lois de la dynamique en référentiel non galiléen. Forces d'inertie	14
1.2.3	Référentiel entraîné en translation accélérée ($\vec{\omega} = \vec{0}$)	15
1.2.4	Référentiel entraîné en rotation uniforme par rapport à un axe fixe	18

1.3	Caractère galiléen de certains référentiels	20
1.3.1	Référentiel géocentrique et marée océanique	20
1.3.2	Référentiel terrestre	22

1.1 Description du mouvement d'un point matériel par rapport à deux référentiels mobiles l'un par rapport à l'autre

1.1.1 Mouvement d'un référentiel par rapport à l'autre

Translation

On considère $\mathcal{R}(Oxyz)$ et $\mathcal{R}'(O'x'y'z')$ (trièdres orthonormés directs pour simplifier).

Définition 1.1 (Référentiel en translation par rapport à un autre). \mathcal{R}' est en translation par rapport à \mathcal{R} si ses axes gardent une orientation constante par rapport aux axes du référentiel \mathcal{R} .

Il y a donc une seule inconnue : $\vec{OO'}(t)$.

Exemple 1.1. Le référentiel géocentrique (origine au centre de la Terre et trois axes pointés vers trois étoiles lointaines « fixes ») est (environ) en translation circulaire par rapport au référentiel de Copernic (origine au centre du système solaire et trois axes pointant vers trois étoiles « fixes »), voir la Figure 1.1.

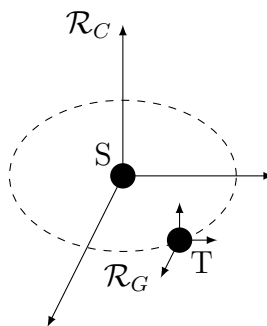


FIGURE 1.1 – Référentiel géocentrique et de Copernic.

Rotation uniforme autour d'un axe fixe

Exemple 1.2. La rotation propre de la Terre (référentiel \mathcal{R}_T) par rapport à l'axe reliant ses pôles, de vitesse angulaire $\omega = \dot{\theta}$ par rapport à l'axe de rotation (supposé selon l'axe z). On note alors le vecteur de rotation instantanée

$$\vec{\omega}(\mathcal{R}_T/\mathcal{R}_G) := \dot{\theta} \vec{u}_z,$$

où \mathcal{R}_G est le référentiel géocentrique, $\dot{\theta}$ est la vitesse angulaire de rotation et \vec{u}_z donne la direction et le sens de rotation.

1.1.2 Dérivée d'un vecteur exprimée dans deux référentiels en mouvement relatif

Soit $\mathcal{R}(Oxyz)$ et $\mathcal{R}'(O'x'y'z')$ et \vec{A} quelconque. On se demande quelle est la relation entre $\left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_{\mathcal{R}}$ et $\left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_{\mathcal{R}'}$. Pour cela, projetons \vec{A} sur les vecteurs de base de $\mathcal{R}'(\vec{u}_x', \vec{u}_y', \vec{u}_z')$:

$$\vec{A}(t) = a(t)\vec{u}_x' + b(t)\vec{u}_y' + c(t)\vec{u}_z'.$$

— Dans \mathcal{R}' , comme $(\vec{u}_x', \vec{u}_y', \vec{u}_z')$ est une base fixe dans \mathcal{R}' , on a

$$\left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_{\mathcal{R}'} = \frac{da}{dt}\vec{u}_x' + \frac{db}{dt}\vec{u}_y' + \frac{dc}{dt}\vec{u}_z'.$$

— Dans \mathcal{R} , on a

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_{\mathcal{R}} &= \frac{da}{dt}\vec{u}_x' + \frac{db}{dt}\vec{u}_y' + \frac{dc}{dt}\vec{u}_z' \\ &+ a(t)\left(\frac{d\vec{u}_x'}{dt}\right)_{\mathcal{R}} + b(t)\left(\frac{d\vec{u}_y'}{dt}\right)_{\mathcal{R}} + c(t)\left(\frac{d\vec{u}_z'}{dt}\right)_{\mathcal{R}}. \end{aligned}$$

Si \mathcal{R}' est en translation par rapport à \mathcal{R} , alors $(\vec{u}_x', \vec{u}_y', \vec{u}_z')$ est fixe dans \mathcal{R} et ainsi

$$\left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_{\mathcal{R}} = \left(\frac{d\vec{A}}{dt}\right)_{\mathcal{R}'}.$$

Si \mathcal{R}' est en rotation uniforme par rapport à l'axe (Oz) , on décompose les vecteurs de base :

$$\begin{cases} \vec{u}_x' = \cos \theta \vec{u}_x + \sin \theta \vec{u}_y, \\ \vec{u}_y' = -\sin \theta \vec{u}_x + \cos \theta \vec{u}_y, \\ \vec{u}_z' = \vec{u}_z. \end{cases}$$

Alors on a

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\vec{u}_x'}{dt} \right)_{\mathcal{R}} &= -\dot{\theta} \sin \theta \vec{u}_x + \dot{\theta} \cos \theta \vec{u}_y = \dot{\theta} \vec{u}_y' = \dot{\theta} (\vec{u}_z \wedge \vec{u}_x'), \\ \left(\frac{d\vec{u}_y'}{dt} \right)_{\mathcal{R}} &= -\dot{\theta} \cos \theta \vec{u}_x - \dot{\theta} \sin \theta \vec{u}_y = -\dot{\theta} \vec{u}_x' = \dot{\theta} (\vec{u}_z \wedge \vec{u}_y'). \end{aligned}$$

Or $\vec{\omega}(\mathcal{R}'/\mathcal{R}) := \dot{\theta} \vec{u}_z$, on écrit donc simplement

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\vec{u}_x'}{dt} \right)_{\mathcal{R}} &= \vec{\omega} \wedge \vec{u}_x', \\ \left(\frac{d\vec{u}_y'}{dt} \right)_{\mathcal{R}} &= \vec{\omega} \wedge \vec{u}_y'. \end{aligned}$$

Ainsi,

$$\left(\frac{d\vec{A}}{dt} \right)_{\mathcal{R}} = \left(\frac{d\vec{A}}{dt} \right)_{\mathcal{R}'} + \vec{\omega} \wedge (a\vec{u}_x' + b\vec{u}_y' + c\vec{u}_z').$$

De manière générale, on a donc

$$\boxed{\left(\frac{d\vec{A}}{dt} \right)_{\mathcal{R}} = \left(\frac{d\vec{A}}{dt} \right)_{\mathcal{R}'} + \vec{\omega}(\mathcal{R}'/\mathcal{R}) \wedge \vec{A}.}$$

1.1.3 Composition des vitesses. Vitesse d'entraînement

Translation

Soit M un point matériel et $\mathcal{R}'(O'x'y'z')$ un référentiel en translation par rapport à un autre référentiel $\mathcal{R}(Oxyz)$. La vitesse de M dans le référentiel \mathcal{R} est

$$\vec{v}(M)_{/\mathcal{R}} := \left(\frac{dO\vec{M}}{dt} \right)_{\mathcal{R}} = \underbrace{\left(\frac{dO\vec{O}'}{dt} \right)_{\mathcal{R}}}_{\vec{v}(O')_{/\mathcal{R}}} + \underbrace{\left(\frac{dO'\vec{M}}{dt} \right)_{\mathcal{R}}}_{\vec{v}(M)_{/\mathcal{R}'}}.$$

Définition 1.2 (Vitesse d'entraînement). $\vec{v}_e := \vec{v}(O')_{/\mathcal{R}}$ est appelée la **vitesse d'entraînement**, qui est indépendante de n'importe quel point matériel considéré, mais vient juste du fait que \mathcal{R}' est en translation par rapport à \mathcal{R} .

On a donc

$$\boxed{\vec{v}(M)_{/\mathcal{R}} = \vec{v}(M)_{/\mathcal{R}'} + \vec{v}_e.}$$

Mouvement de translation rectiligne uniforme. On considère qu'à $t = 0$, $O = O'$ et que le référentiel \mathcal{R}' est en translation rectiligne uniforme à la vitesse V selon l'axe (Ox) .

— Dans le cas non relativiste $v \ll c$, on a

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx'}{dt} + V,$$

d'où $x = x' + Vt$: c'est une transformation de Galilée. Comme on a $y = y'$, $z = z'$ et $t = t'$, on a

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & V \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ t' \end{pmatrix}.$$

— Dans le cas relativiste $v \lesssim c$, c'est la transformation de Poincaré-Lorentz :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ ct \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ ct' \end{pmatrix},$$

où $\beta := \frac{v}{c} \lesssim 1$ et $\gamma := \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} > 1$.

→ Dans la limite $\beta \ll 1$, on a $\gamma \approx 1$ et on retrouve la transformation de Galilée.

→ Le temps n'est plus absolu.

→ Il y a une « dilatation » des temps. En effet, soit un intervalle de temps propre dans \mathcal{R}' (i.e. séparant deux événements ayant lieu au même endroit dans \mathcal{R}'). Alors

$$c\Delta t = \beta\gamma \underbrace{\Delta x'}_{=0} + \gamma c\Delta t' = \gamma c\Delta t'.$$

Ainsi, si $\Delta x = 0$, Δt est « impropre ». On note que dans ce cas, $\Delta t_{\text{impropre}} = \gamma \Delta t_{\text{propre}}$ (et $\gamma > 1$ donc il y a une « dilatation »).

Rotation uniforme autour d'un axe fixe

On note $\vec{\omega}(\mathcal{R}'/\mathcal{R}) = \dot{\theta} \vec{u}_z$. On a déjà vu que l'on a

$$\vec{v}(M)_{/\mathcal{R}} = \vec{v}(M)_{/\mathcal{R}'} + \vec{v}_e(M),$$

avec $\vec{v}_e(M) = \vec{\omega}(\mathcal{R}'/\mathcal{R}) \wedge O\vec{M}$.

Pour simplifier, on notera \vec{v}' quand la vitesse sera calculée par rapport au référentiel \mathcal{R}' , et \vec{v} quand la vitesse sera calculée par rapport au référentiel \mathcal{R} (ce qui sera le cas par défaut).

1.1.4 Composition des accélérations

Translation

On a

$$\vec{a}(M)_{/\mathcal{R}} = \left(\frac{d\vec{v}(M)}{dt} \right)_{/\mathcal{R}} = \underbrace{\left(\frac{d\vec{v}'}{dt} \right)_{\mathcal{R}}}_{\left(\frac{d\vec{v}'}{dt} \right)_{\mathcal{R}'} + \vec{0} := \vec{a}'(M)_{/\mathcal{R}'}} + \underbrace{\left(\frac{d\vec{v}_e}{dt} \right)_{\mathcal{R}}}_{\vec{a}_e}.$$

Ainsi,

$$\boxed{\vec{a}(M) = \vec{a}'(M) + \vec{a}_e,}$$

où $\vec{a}_e = \frac{d^2 O\vec{O}'}{dt^2}$.

Rotation uniforme

On a

$$\begin{aligned} \vec{a}(M)_{/\mathcal{R}} &= \left(\frac{d\vec{v}(M)}{dt} \right)_{\mathcal{R}} = \left(\frac{d\vec{v}'}{dt} \right)_{\mathcal{R}} + \left(\frac{d}{dt} (\vec{\omega} \wedge O\vec{M}) \right)_{\mathcal{R}}, \\ &= \left(\frac{d\vec{v}'}{dt} \right)_{\mathcal{R}'} + \vec{\omega} \wedge \vec{v}' + \vec{\omega} \wedge \left(\frac{dO\vec{M}}{dt} \right)_{\mathcal{R}}, \end{aligned}$$

où l'on a utilisé le fait que $\vec{\omega}$ est une constante. Comme

$$\left(\frac{d\vec{OM}}{dt} \right)_{\mathcal{R}} = \vec{v}(M) = \vec{v}' + \vec{\omega} \wedge \vec{OM},$$

on a donc

$$\boxed{\vec{a}(M)_{/\mathcal{R}} = \vec{a}(M)_{/\mathcal{R}'} + \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{OM}) + 2\vec{\omega} \wedge \vec{v}'}.$$

On note alors $\vec{a}_e(M) = \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{OM})$ et $\vec{a}_c(M) = 2\vec{\omega} \wedge \vec{v}'$ **l'accélération de Coriolis**.

Exemple 1.3. Dans le cas d'une rotation autour de l'axe (Oz) , on a

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\omega y \\ \omega x \\ 0 \end{pmatrix},$$

puis

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} -\omega y \\ \omega x \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\omega^2 x \\ -\omega^2 y \\ 0 \end{pmatrix} = -\omega^2 \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}.$$

Donc $\vec{a}_e(M) = -\omega^2 H \vec{M}$ où H est le projeté orthogonal sur l'axe (Oz) du point M .

1.2 Lois de la dynamique du point en référentiel non galiléen

1.2.1 Les trois lois de Newton

1. Principe d'inertie.
2. La dérivée de la quantité de mouvement est égal à la somme des forces extérieures s'appliquant sur le système considéré dans un référentiel galiléen, c'est-à-dire

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}^{\text{ext}}, \quad \vec{p} = \gamma m \vec{v} \text{ dans } \mathcal{R}_{\text{galiléen}}.$$

3. Principe d'action-réaction.

On se place dans le cadre classique ou $\gamma = 1$.

1.2.2 Lois de la dynamique en référentiel non galiléen. Forces d'inertie

Loi de la quantité de mouvement

On considère un référentiel \mathcal{R}' en mouvement accéléré par rapport à un référentiel galiléen $\mathcal{R}_{\text{galiléen}} \equiv \mathcal{R}$. Dans \mathcal{R} , on a

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} &= m\vec{a}(M) = \vec{F}, \\ &= m(\vec{a}'(M) + \vec{a}_e(M) + \vec{a}_c(M)) = \vec{F}. \end{aligned}$$

On obtient ainsi

$$m\vec{a}'(M) = \vec{F} + \vec{F}_e + \vec{F}_c,$$

où $\vec{F}_e = -m\vec{a}_e$ et $\vec{F}_c = -m\vec{a}_c$. Ce sont des « pseudo » forces d'inertie.

Loi du moment cinétique par rapport à O' fixe dans \mathcal{R}' non galiléen.

Dans \mathcal{R}' , on a

$$(\vec{L}_{O'})_{\mathcal{R}'} := O'\vec{M} \wedge \vec{p}' = O'\vec{M} \wedge m\vec{v}'(M).$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\vec{L}_{O'}}{dt} \right) &= m \underbrace{\left(\frac{dO'\vec{M}}{dt} \right)_{\mathcal{R}'}}_{\vec{v}'} \wedge \vec{v}' + O'\vec{M} \wedge \left(\frac{d\vec{p}'}{dt} \right)_{\mathcal{R}'}, \\ &= \underbrace{O'\vec{M} \wedge \vec{F}}_{\vec{\mathcal{M}}_{O'}} + \underbrace{O'\vec{M} \wedge \vec{F}_e}_{\vec{\mathcal{M}}_{O'}^{\text{ent}}} + \underbrace{O'\vec{M} \wedge \vec{F}_c}_{\vec{\mathcal{M}}_{O'}^{\text{coriolis}}}. \end{aligned}$$

Loi de l'énergie cinétique dans un référentiel non galiléen

Puissance des forces de Coriolis. On a

$$\vec{P}_{\text{cor}} = \vec{F}_c \cdot \vec{v}' = -m \left(2\vec{\omega} \wedge \vec{v}' \right) \cdot \vec{v}' = 0.$$

Loi de l'énergie cinétique dans \mathcal{R}' . On a

$$\begin{aligned}
 \frac{dE'_c}{dt} &= \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v'^2 \right), \\
 &= m \vec{v} \cdot \left(\frac{d\vec{v}'}{dt} \right)_{\mathcal{R}'}, \\
 &= (\vec{F} + \vec{F}_e + \vec{F}_c) \cdot \vec{v}', \\
 &= (\vec{F} + \vec{F}_e) \cdot \vec{v}', \\
 &= P' + P'_e.
 \end{aligned}$$

Ainsi, on a

$$dE'_c = P' dt + P'_e dt = \vec{F} \cdot \underbrace{\vec{v}' dt}_{d\vec{l}'} + \vec{F}_e \cdot \underbrace{\vec{v}'_e dt}_{d\vec{l}'_e} = \delta W' + \delta W'_e.$$

En intégrant, on obtient donc

$$\boxed{\Delta E'_c = W' + W'_e.}$$

Formulation en terme d'énergie mécanique. Dans le cas où il existe des forces conservatives, on a $W_{\text{cons}} = -\Delta E_p$ (ou $\delta W_{\text{cons}} = -dE_p$). Dans ce cas, on définit l'énergie mécanique par

$$\boxed{E_m := E_c + E_p.}$$

Ainsi, $dE'_c = \delta W_{\text{nc}} - dE'_p + \delta W'_e$ où W_{nc} représente le travail venant de forces non conservatives. Alors

$$dE'_m = \delta W'_{\text{nc}} + \delta W'_e,$$

et on a donc

$$\boxed{\Delta E'_m = W'_{\text{nc}} + W'_e.}$$

1.2.3 Référentiel entraîné en translation accélérée ($\vec{\omega} = \vec{0}$)

On a $\vec{F}_e = -m\vec{a}(O')$, force indépendante du point matériel M considéré, et $\vec{F}_c = \vec{0}$.

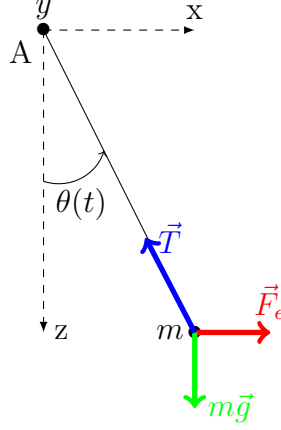


FIGURE 1.2 – Pendule secoué.

Freinage d'une voiture

On suppose que la voiture roule initialement à 50 km/h et qu'elle s'arrête en 1 seconde. Alors

$$\begin{aligned}\|\vec{a}_e\| &\approx \frac{\Delta v}{\Delta t} = 14 \text{ m.s}^{-2} > g, \\ \|\vec{F}_e\| &= m \|\vec{a}_e\| = 1400 \text{ N}.\end{aligned}$$

Pendule secoué

On considère un pendule secoué, voir la Figure 1.2. Le référentiel est $\mathcal{R}' = (Axyz)$ (y est orienté vers nous). On suppose que le pendule situé en A est secoué selon l'axe x : $x_a(t) = \alpha \cos(\omega t)$. Le théorème du moment cinétique par rapport à A dans \mathcal{R}' donne

$$\vec{L}_A = J \dot{\theta} \vec{u}_y = ml^2 \dot{\theta} \vec{u}_y,$$

où J est le moment d'inertie. On calcule la force d'entraînement :

$$\begin{cases} \vec{a}_e = \ddot{x}_A(t) \vec{u}_x = -\omega^2 \alpha \cos(\omega t) \vec{u}_x, \\ \vec{F}_e = m \omega^2 \alpha \cos(\omega t) \vec{u}_x. \end{cases}$$

Le théorème du moment cinétique selon \vec{u}_y donne alors

$$ml^2 \ddot{\theta} = -mgl \sin \theta + m \omega^2 \alpha \cos(\omega t) l \cos \theta.$$

En notant $\omega_0^2 = \frac{g}{l}$, on a donc

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2 \sin \theta = \frac{\omega^2 \alpha}{l} \cos(\omega t) \cos \theta.$$

Pour des petits mouvements, on a $|\theta| \ll 1$ et on linéarise :

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2 \theta = \frac{\omega^2 \alpha}{l} \cos(\omega t).$$

En régime sinusoïdal forcé, $\theta(t) \propto e^{j\omega t}$ (où j est le nombre imaginaire tel que $j^2 = -1$). Ainsi,

$$(\omega_0^2 - \omega^2) \theta(t) = \frac{\omega^2 \alpha}{l} e^{j\omega t}.$$

En prenant la partie réelle, on obtient donc

$$\theta(t) = \frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \frac{\alpha}{l} \cos(\omega t).$$

Si l'on suppose que le pendule est secoué selon l'axe z avec $z_A(t) = \alpha \cos(\omega t)$, on trouve pour équation du mouvement

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2 \left(1 + \frac{\alpha \omega^2}{g} \cos(\omega t) \right) \sin \theta = 0.$$

En posant $\Omega^2(t) = 1 + \frac{\alpha \omega^2}{g} \cos(\omega t)$, on voit qu'il s'agit d'un oscillateur paramétrique.

Énergie potentielle d'entraînement par translation uniformément accélérée

On a $\vec{a}_e = a\vec{u}_x$ et $\vec{F}_e = -ma\vec{u}_x$. Soit un déplacement élémentaire $d\vec{l}' = \begin{pmatrix} dx' \\ dy' \\ dz' \end{pmatrix}$ dans \mathcal{R}' . Alors

$$\delta W'_e = \vec{F}_e \cdot d\vec{l}' = -madx' = -d(max') = -dE_p^{\text{ent}}.$$

Ainsi, l'énergie potentielle d'entraînement vaut $E_p^{\text{ent}} = max'$ (à une constante près).

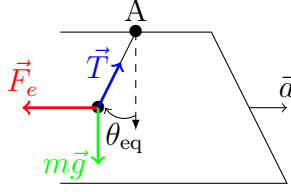


FIGURE 1.3 – Pendule dans un train en accélération uniforme.

Exemple 1.4. On considère un pendule dans un train, voir la Figure 1.3. On cherche la valeur de θ_{eq} .

- Première méthode : on utilise $\vec{\mathcal{M}}_A^{\text{tot}} = \vec{0}$. En projetant, on trouve alors $mgl \sin \theta_{\text{eq}} = mal \cos \theta_{\text{eq}}$ d'où

$$\tan \theta_{\text{eq}} = \frac{a}{g}.$$

- Deuxième méthode : On a $E_p^{\text{ent}} = -mal \sin \theta$ et $E_p^{\text{poids}} = -mgl \cos \theta$ (avec éventuellement des constantes). Alors

$$\frac{dE_p^{\text{tot}}}{d\theta} = 0 = -mal \cos \theta + mgl \sin \theta,$$

d'où le résultat.

1.2.4 Référentiel entraîné en rotation uniforme par rapport à un axe fixe

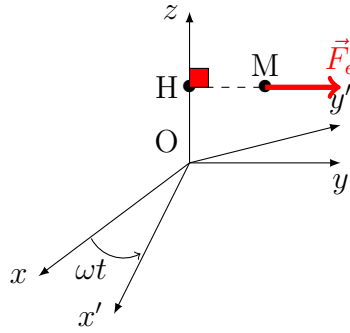
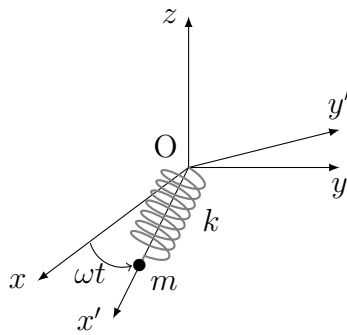
On suppose que la rotation se fait selon l'axe (Oz) à une vitesse angulaire ω , voir la Figure 1.4. H est le projeté du point M sur l'axe (Oz) . On a $\vec{F}_e = -2m\vec{\omega} \wedge \vec{v}$, qui est donc perpendiculaire au mouvement dans \mathcal{R}' .

Exemple

On considère le cas où l'on rajoute un ressort sur l'axe (Ox') , fixé en O , de constante de raideur k et de longueur au repos l_0 , avec au bout une masse m , voir la Figure 1.5.

On cherche l'expression de $x'(t)$. On a

$$\begin{cases} \vec{F}_e = m\omega^2 x'(t) \vec{u}_{x'}, \\ \vec{F}_c = -2m\omega \vec{u}_z \wedge \dot{x}'(t) \vec{u}_{x'} = -2m\omega \dot{x}'(t) \vec{u}_y. \end{cases}$$

FIGURE 1.4 – Rotation uniforme autour de l'axe (Oz) .FIGURE 1.5 – Exemple de rotation uniforme autour de l'axe (Oz) : ressort avec une masse.

On projette le principe fondamental de la dynamique selon \vec{u}_x pour obtenir

$$m\ddot{x}'(t) = -k(x'(t) - l_0) + m\omega^2 x'(t).$$

En posant $\omega_0^2 := \frac{k}{m}$, on obtient

$$\ddot{x}'(t) + (\omega_0^2 - \omega^2) x'(t) = \omega_0^2 l_0.$$

Énergie potentielle d'entraînement « centrifuge »

Soit un déplacement $d\vec{l}' = dx' \vec{u}_{x'}$ dans \mathcal{R}' . On a

$$\delta W'_e = \vec{F}_e \cdot d\vec{l}' = m\omega^2 x' dx' = d\left(m\omega^2 \frac{x'^2}{2}\right) := -dE_p^{\text{ent}},$$

d'où $E_p^{\text{ent}} = -m\omega^2 \frac{x'^2}{2}$.

Retour sur l'exemple

On applique le théorème d'énergie mécanique dans \mathcal{R}' :

$$E'_{m_{\text{tot}}} = \text{constante} = \frac{1}{2}m\dot{x}'^2 + \frac{1}{2}k(x' - l_0)^2 - m\omega^2 \frac{x'^2}{2}.$$

On se donne comme conditions initiales $x'(0) = l_0$ et $\dot{x}'(0) = 0$. On a alors

$$\boxed{\frac{1}{2}m\dot{x}'^2 + \frac{1}{2}k(x' - l_0)^2 - \frac{m\omega^2 x'^2}{2} = -\frac{m\omega^2 l_0^2}{2}}.$$

1.3 Caractère galiléen approché de quelques référentiels courants

1.3.1 Référentiel géocentrique et marée océanique

On se place dans \mathcal{R}_G en translation (environ) circulaire par rapport à \mathcal{R}_C , voir la Figure 1.1. On considère le mouvement d'un point matériel M de masse m au voisinage de la surface de la Terre par rapport à \mathcal{R}_G . Alors

$$m\vec{a}(M)_{/\mathcal{R}_G} = \vec{f} + m\vec{g}_T(M) + \sum_{\neq i} m\vec{g}_i(M) - m\vec{a}(T)_{/\mathcal{R}_C},$$

où \vec{f} représentent les forces de contact (par exemple la pression), \vec{g}_T est le champ de pesanteur dû à la Terre, \vec{g}_i représente le champ de gravitation dû à un autre astre du système solaire, et $m\vec{a}_{T/\mathcal{R}_C}$ est simplement la force d'entraînement \vec{F}_e .

En appliquant le principe fondamental de la dynamique à la terre par rapport à \mathcal{R}_C , on obtient

$$M_T \vec{a}(T)_{/\mathcal{R}_C} = \vec{R}^{\text{ext}} = \sum_{\neq i} M_T \vec{g}_i(T),$$

où l'on a fait l'hypothèse que la Terre était sphérique pour la dernière égalité. Ainsi, on a

$$\vec{a}(T)_{/\mathcal{R}_C} = \sum_{\neq i} \vec{g}_i(T).$$

Alors

$$m\vec{a}(M) = \vec{f} + m\vec{g}_T(M) + m \left(\sum_{\neq i} \vec{g}_i(M) - \vec{g}_i(T) \right).$$

Définition 1.3 (Champ de marée). L'expression

$$\vec{C}(M) := \left(\sum_{\neq i} \vec{g}_i(M) - \vec{g}_i(T) \right),$$

définit le *champ de marée*. C'est un terme différentiel.

Notamment, le champ de marée dû à la Lune uniquement est

$$\vec{C}_L(M) = \vec{g}_L(M) - \vec{g}_L(T).$$

Ordre de grandeur de $\|\vec{C}_i\|_{\max}$. On a

$$\|\vec{C}_i\| = \mathcal{G}M_i \left| \frac{1}{(D_i - R_T)^2} - \frac{1}{D_i^2} \right|.$$

Si $D_i \gg R_T$, on a

$$\frac{1}{(D_i - R_T)^2} = \frac{1}{D_i^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{R_T}{D_i}\right)^2} \sim \frac{1}{D_i^2} \left(1 + \frac{2R_T}{D_i}\right).$$

	M (kg)	D_i	$\ \vec{g}_i\ $	$\ \vec{C}\ $
Soleil	2.10^{30}	1.10^{11}	1.10^{-2}	5.10^{-7}
Lune	7.10^{22}	4.10^8	3.10^{-5}	1.10^{-6}

TABLE 1.1 – Champs de marées dus au Soleil et à la Lune.

Ainsi,

$$\|\vec{C}_i\|_{\max} = \mathcal{G}M_i \frac{2R_T}{D_i^3} = \|\vec{g}_i(T)\| \underbrace{\frac{2R_T}{D_i}}_{\ll 1} \ll \|\vec{g}_i\|.$$

On donne dans la Table 1.1 les ordres de grandeur des champs de marées dus au Soleil et à la Lune. On voit donc que le champ de marée lunaire est environ deux fois supérieur au solaire.

Interprétation du phénomène des marées océaniques.

Effet dominant de la Lune. Comme la période de révolution de la Lune autour de la Terre (environ 27 jours) est beaucoup moins longue que la période de révolution de la Terre autour de ses pôles (environ 24h), il y a deux marées hautes et deux marées basses par jour. Il y a un décalage d'environ 50 minutes par jour dû à la rotation de la Lune par rapport à la Terre.

Rôle du Soleil. Selon la position de la Lune par rapport à la Terre et au Soleil, les effets de marées peuvent être atténués ou renforcés, voir la Figure 1.6. Durant la nouvelle Lune et la pleine Lune, le Soleil renforce l'effet de la Lune, ce sont des marées de vives-eaux. Au contraire, lors du premier et du dernier quartier, il y a une compensation partielle de l'effet de la Lune par le Soleil. Ce sont les marées de mortes-eaux.

1.3.2 Référentiel terrestre

On suppose le référentiel géocentrique \mathcal{R}_G galiléen. On ne regarde que les effets de la rotation propre de la Terre.

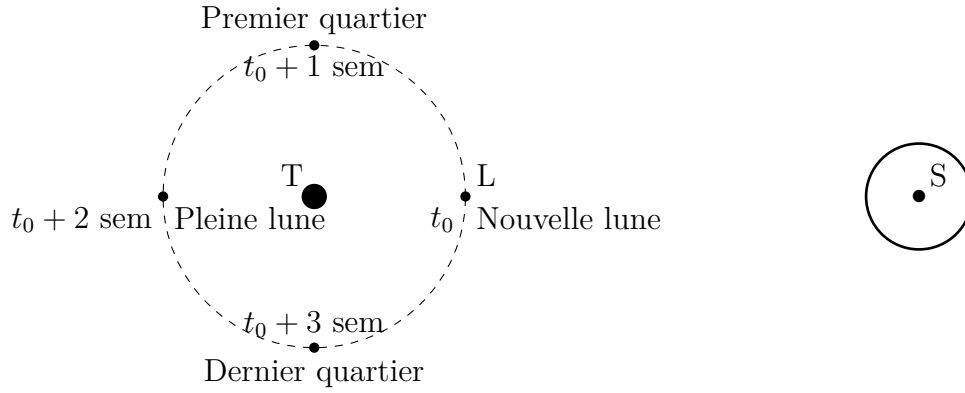


FIGURE 1.6 – Atténuation ou renforcement des effets de marées selon la position de la Lune par rapport à la Terre et au Soleil.

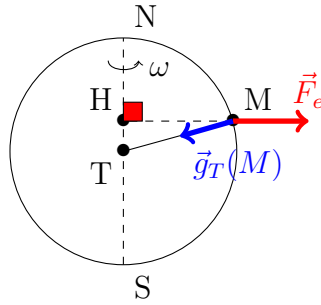


FIGURE 1.7 – Rotation de la Terre et définition du poids.

Effets de la force centrifuge

On regarde de plus près la définition du poids. \mathcal{R}_T est en rotation par rapport à \mathcal{R}_G à une rotation angulaire

$$\omega = \frac{2\pi}{T_T} = \frac{2\pi}{24 \times 3600} \approx 7.3 \cdot 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1},$$

autour de l'axe $S\vec{N}$ fixe dans \mathcal{R}_G , voir la Figure 1.7.

Équation du mouvement de M dans \mathcal{R}_T . On a

$$m\vec{a}(M)_{/\mathcal{R}_T} = \vec{F}_e + m\vec{g}_T(M) + m\omega^2 H\vec{M} - 2m\vec{\omega} \wedge \vec{v}(M)_{/\mathcal{R}_T}.$$

Définition du poids/de la pesanteur. Supposons qu'un fil à plomb soit en équilibre dans \mathcal{R}_T et induise une tension (verticale) \vec{T} . Alors on a

$$\vec{0} = m\vec{g}_T + m\omega^2 H\vec{M} + \vec{0} + \vec{T}.$$

Ainsi, \vec{T} , qui indique la verticale du lieu, est donné par

$$\vec{T} = -m \left(g_T + \omega^2 H\vec{M} \right).$$

Définition 1.4 (Champ de pesanteur et champ de gravité). En notant \vec{g} le champ de pesanteur et \vec{g}_T le champ de gravité, on a

$$\boxed{\vec{g} := \vec{g}_T + \omega^2 H\vec{M}.}$$

\vec{g} n'est donc pas tout à fait dirigé vers \vec{T} . À l'équateur, $\omega^2 R_t \approx 0.03 \text{ m.s}^{-2}$ avec $R_T \approx 6400 \text{ km}$. En dynamique terrestre, \vec{g} inclut la force centrifuge.